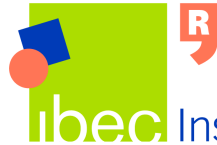




Escola Tècnica Superior d'Enginyeria
de Telecomunicació de Barcelona

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA



Institut de bioenginyeria
de Catalunya

Optical Fiber based Laser for Biomedical Applications

Ingenieria de Telecomunicaciones

1 de Diciembre de 2015

Realizado por:

Fernando González Rubio

Directores:

Jose Antonio Lázaro Villa

Dobryna Julia Valeria Zalvidea

Resumen.

En el siguiente documento se expone el proyecto final de carrera de Fernando González Rubio, el cual ha sido realizado bajo la supervisión de Jose Antonio Lazaro Villa y en colaboración con el Instituto de Bioingeniería de Cataluña (IBEC) gracias a la investigadora Dobryna Zalvidea.

Con este proyecto lo que se ha intentado es diseñar el modelo de un láser para un uso relacionado con la obtención de imágenes en el estudio de la migración de las células. Se pretende que este sirva como una opción que ofrezca una alternativa más versátil y menos costosa que los utilizados en investigación en microscopia.

Tras la investigación de diferentes opciones de diseño, se escogió un láser de fibra óptica gracias a que estos cumplan los requerimientos en cuanto a emisión de pulsos cortos y niveles de potencia suficientes, y a su vez poseen ventajas como su compactibilidad, bajas pérdidas o la posibilidad de utilizar diodos para su bombeo. Además, las cavidades de estos láseres se pueden construir mediante diferentes configuraciones, mediante acopladores de fibra, cavidades lineales de Fabry Perot, en anillo o combinaciones de ellas, proporcionando así diferentes características según la misma.

En el proyecto, además de incluir un breve repaso teórico sobre diferentes láseres y el concepto de *mode-locking*, se han explicado diferentes técnicas de absorbentes saturables y se ha constituido un modelo teórico de un láser *mode-locked* en anillo basado en fibra óptica dopada con Erblio. A su vez, se han llevado a cabo diversas simulaciones del mismo con el objetivo de profundizar en el estudio de las características de este tipo de láseres.

Resum.

Al document següent s'exposa el projecte final de carrera de Fernando González Rubio, el qual ha estat realitzat sota la supervisió de Jose Antonio Lazaro Villa i en col·laboració amb l'Institut de Bioenginyeria de Catalunya (IBEC) gràcies a la investigadora Dobryna Zalvidea.

Amb aquest projecte el que s'ha intentat es dissenyar el model d'un làser per a un ús relacionat amb la obtenció d'imatges a l'estudi de la migració de cèl·lules. Es preten que aquest serveixi com una opció que ofereixi una alternativa més versàtil i menys costosa als utilitzats en investigació en microscopia.

Deprés de la investigació de diferents opcions de disseny, es va escogir un làser de fibra òptica ja que aquests compleixen els requeriments en quant a emissió de polsos curts i nivells de potència suficients, i a la vegada posseeixen ventatges com la seva compactibilitat, baixes pèrdues o la possibilitat d'utilitzar díodes pel seu bombeig. A més, les cavitats d'aquests làsers es poden construir mitjançant diferents configuracions, mitjançant acopladors de fibra, cavitats lineals de Fabry Perot, en anell o combinacions d'aquestes, proporcionant d'aquesta forma diferents característiques segons la mateixa.

Al projecte, a més d'incloure un breu repàs teòric sobre diferents làsers i el concepte de *mode-locking*, s'han explicat diferents tècniques d'absorbedors saturables i s'ha constituït el model teòric d'un làser *mode-locked* en anell basat en fibra òptica dopada amb Erbi. A la vegada, s'han dut a terme diverses simulacions d'aquesto amb l'objectiu de profunditzar en l'estudi de les característiques d'aquest tipus de làsers.

Abstract.

The following document contains the final degree project of Fernando González Rubio, which has been developed under the supervision of Jose Antonio Lazaro Villa in collaboration with the Instituto de Bioingeniería de Cataluña (IBEC), with the help of the researcher Dobryna Zalvidea specially.

The aim of the project has been to design a laser for a use related with the adquisition of images for the study of cells migration. It pretends to serve as an option that offers a more versatile and low-priced alternative to the lasers that are commonly used at microscopy.

After the investigation of diferent design options, it was decided to choose a fiber optic based laser because they fulfill the requirements of short pulse emission, enough power, and, at the same time, they have advantatges like compactness, low losses and the possibility of using pumping diodes. Moreover, the cavities of this lasers can be built with diferent configurations, using for example fiber couplers, Fabry Perot cavities, rings or combinations of them inclusive, providing this way different characteristics depending on the choice.

At this project, in addition to a short theoretical review of diferent lasers and the concept of mode-locking, it has been included an explanation of diferent saturable absorber techniques and a constitution of a theoretical model of a mode-locked fiber ring laser which includes an Erbium doped fiber. Moreover, it has been done different simulations of the model with the goal of make a deeper study of the characteristics of this kind of lasers.

Índice

Índice	4
I Introducción.	6
1. Investigación en el IBEC (Instituto de Bioingeniería de Cataluña).	7
2. Estado del arte.	8
2.1. La microscopía.	8
2.1.1. Microscopía confocal.	8
2.1.2. Microscopía de dos fotones.	9
2.2. Fuentes láser comunes en microscopía.	10
2.2.1. Láser de estado sólido.	11
2.2.2. Láser de gas.	12
2.3. Láseres de fibra.	13
2.3.1. EDFA.	14
2.3.2. Aplicación en microscopia.	14
3. Objetivo.	16
4. Estructura de la memoria.	16
II Breve teoria.	17
5. Principio <i>mode-locking</i> .	17
5.1. Técnicas activas para <i>mode-locking</i>	18
5.2. Técnicas pasivas para <i>mode-locking</i>	19
5.2.1. Técnicas pasivas lentas para <i>mode-locking</i>	19
5.2.2. Técnicas pasivas rápidas para <i>mode-locking</i>	20
III Modelo teórico del láser	24
6. Modelo de operación del <i>Fast Saturable Absorber</i> .	25

6.1. Efecto Kerr.	25
6.2. Self-phase modulation.	26
6.3. Modelo de operación.	27
7. Modelo teórico de propagación.	28
7.1. Pérdidas en la fibra.	28
7.2. Dispersión.	29
7.3. Non-linear Schrödinger equation.	30
7.4. Ganancia.	31
7.5. Ruido.	33
7.6. Split-step fourier method.	35
IV Simulaciones numéricas.	37
8. Operación láser estable.	38
8.1. Operación FSA.	38
8.2. Efecto de la dispersión.	41
8.3. Efecto de la ganancia	43
8.4. Efecto de la no linealidad.	45
8.5. Efecto de la longitud.	47
8.6. Salida óptima.	49
9. Operación láser con modelo exacto.	50
V Conclusiones.	53
Bibliografía	54

Parte I

Introducción.

Cuando se inventó el láser en el año 1960 se le calificó como una solución a la espera de un problema. Desde entonces se han convertido en omnipresentes y actualmente se usan en miles de aplicaciones de diversos ámbitos como la electrónica de consumo, la tecnología de la información, la investigación científica, la medicina, la industria o el sector militar.

Tal y como se expone en [1], todo comenzó en 1916, cuando Albert Einstein estudiaba el comportamiento de los electrones en el interior del átomo. Einstein previó la posibilidad de estimular los electrones para que emitiesen luz de una longitud de onda determinada. Pese a que en 1928 R. Ladenberg verificó el pronóstico de Einstein, nadie pensó en utilizar este fenómeno para construir un instrumento que lo utilizara hasta los años cincuenta.

La primera propuesta es de 1951 y de origen soviético (aunque hasta 1959 no se publicó la patente). Al mismo tiempo y desde distintos puntos del planeta, se avanzó de la mano de científicos como Weber, Basov y Prokhorov o Townes. En 1964 Townes, Basov y Prokhorov compartieron el premio Nóbel de física y a raíz de este suceso se concede la primera patente de láser de rubí. En 1977 le fue otorgada una patente relacionada con la técnica del bombeo óptico a Gould, y en 1979 él mismo recibió una segunda patente que cubría una amplia gama de aplicaciones del láser.

En el campo de la medicina los primeros láseres con amplia utilización fueron los de Helio-Neon de baja potencia, que por su efecto de fotoestimulación de las funciones celulares se aplicaron en rehabilitación, en medicina estética, y en el tratamiento del dolor musculoesquelético. Posteriormente en los 80 aparecen nuevos láseres como los de CO_2 y Neodimio-YAG que principalmente se usaron como instrumento quirúrgico, como herramienta de corte y coagulación.

Desde entonces han aparecido múltiples tipos de láser como los de alexandrita o los basados en fibra óptica, y las aplicaciones médicas que los utilizan han aumentado de forma exponencial, para usos terapéuticos: tratamiento del acné y de las lesiones pigmentadas pre-malignas, fotoablación... En la instrumentación optoelectrónica para diagnóstico no invasivo: pinzas ópticas, microscopía confocal, oftalmoscopia láser de barrido, tomografía de coherencia óptica (OCT), espectroscopia láser (por absorción, reflexión, ruptura inducida, Raman, fluorescencia)... Para aplicaciones en ciencias de la visión: medida de la calidad óptica del ojo, para el disco de Scheiner, en refractometría con resolución espacial, junto a los aberrómetros de Tscherning y de Hartmann-Shack... Para la obtención de imágenes de alta resolución espacial: oftalmoscopio de Helmholtz, cámaras de fondo de ojo de alta resolución, oftalmoscopios confocales de barrido láser de alta resolución, OCT de alta resolución...

En el ámbito de la medicina los láseres han tenido un protagonismo creciente en los últimos años. El poder concentrar tanta luz en un único punto es una herramienta muy poderosa y versátil que puede ser usada para cortar, suministrar calor o usarse en la terapia contra el cáncer. El láser se puede emplear como sensor de tejidos cancerígenos, por ejemplo: se puede suministrar una droga fotosensitiva que es absorbida por todos los tejidos enfermos y, cuando una zona es iluminada con láser, los tejidos que absorbieron la sustancia fluorescen un poco, lo suficiente como para ser detectados con instrumentos especiales. El láser que se desarrollará en este proyecto se pretende que sirva para este último propósito, el de obtener imágenes mediante microscopia.

1. Investigación en el IBEC (Instituto de Bioingeniería de Cataluña).

El estudio de las fuerzas que manejan la migración celular en tejidos, mecanobiología, es un nuevo campo que se ha desarrollado rápidamente en los últimos años debido la irrupción de nuevas y más precisas técnicas para medir fuerzas in situ durante el movimiento individual o colectivo de células. Es conocido que la “dureza” de un tejido, su elasticidad o falta de ella, es un factor fundamental en el avance de ciertos tumores, sobretudo en el cáncer de mama, y por ello, una descripción mecánica del sistema es una herramienta imprescindible para comprender y atacar esta enfermedad.

Por ejemplo, el *traction microscopy* es un método para la medición de fuerzas durante la migración celular que ha permitido obtener interesantes resultados al estudiar células epiteliales *in vitro*, es decir en un ambiente controlado fuera de un organismo vivo, como una probeta. Esto puede ayudar a comprender mejor la conducta de las células y evaluar fenómenos comunes en biología, como por ejemplo, como se cierra una herida, o como responde un tejido a estiramientos ([2], [3]).

Actualmente, se está llevando a cabo una mejora en las técnicas de microscopia para ir más allá. El siguiente paso consiste en desarrollar un método para la medición de fuerzas in situ *in vivo*, es decir, directamente en el animal. Este nuevo método debe tener ciertas características esenciales, entre las cuales, una de las más importantes es un sistema de imágenes que permita hacer *timelapse*, películas, durante el tiempo necesario para captar el fenómeno de migración celular, por ejemplo la formación de un nuevo capilar a partir de una vena/arteria, conocido como “angiogenesis”, o el desarrollo embrionario, etc. Además, este sistema debe ser capaz de resolver detalles a nivel subcelular y en tejidos no superficiales.

En estas imágenes es necesario que haya un contraste importante entre los componentes a analizar y el fondo. Por este motivo, también se está desarrollando un mecanismo que permita excitar diversos fluoróforos al mismo tiempo, así a partir de un espectro amplio de radiación se ha de separar en las diferentes longitudes de onda que exciten los diversos fluoróforos, y con ello obtener una imagen del conjunto total en tiempo real. Para todo esto, el sistema ideal es la microscopia de multifotón, microscopia de dos y tres fotones, y en el IBEC se está trabajando con todo ello.

2. Estado del arte.

2.1. La microscopía.

2.1.1. Microscopía confocal.

Atendiendo a [4] & [5], el microscopio confocal es ahora reconocido como una herramienta básica para microscopia de fluorescencia de alta resolución, y pocos centros de investigación biológica no cuentan con al menos uno de estos instrumentos. Gran parte de su interés recae en la alta calidad de las imágenes que proporciona y la creciente confianza en las pruebas de fluorescencia en la biología contemporánea. Por ejemplo, el marcado fluorescente de anticuerpos o los colorantes fluorescentes intercelulares son herramientas esenciales para localizar moléculas específicas o seguir los cambios morfológicos en células. La principal ventaja del microscopio confocal es la habilidad de obtener ópticamente secciones muy finas del espécimen. Además, existen dos mejoras principales en las características fotográficas de estos microscopios respecto a los microscopios de luz estándar: una resolución lateral mejorada, y una resolución axial mejorada, la cual produce un fuerte rechazo de la luz que no proviene del plano focal.

Los detalles de la óptica del microscopio confocal son complejos y (según [6]), si se auna con métodos electrónicos y de computación, este dispositivo consigue enfocar únicamente un plano específico del espécimen, eliminando la luz (fluorescencia) que proceda de las zonas que no están en el plano de enfoque (figura 1).

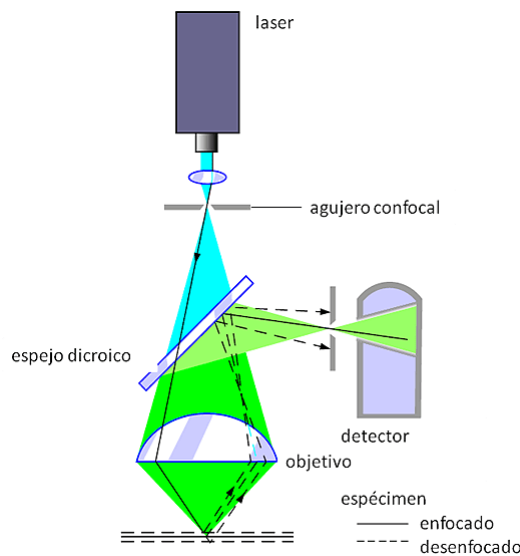


Figura 1: Esquema sobre el principio del microscopio confocal.[6]

La luz láser (luz azul) es filtrada por un agujero y un espejo dicróico; luego es enfocada mediante un lente objetivo sobre el espécimen y estimula la fluorescencia en este mismo (luz verde). La fluorescencia es recogida por el objetivo y redirigida al espejo dicróico que la refleja y la enfoca hacia un detector. Un segundo filtro con agujero se sitúa frente al detector y sólo deja pasar la luz que viene del plano de enfoque (línea continua). La fluorescencia que proviene de las zonas que están por encima y por debajo del plano de enfoque (en líneas discontinuas) no atraviesan el agujero y no quedan recogidas en la imagen.

La microscopia confocal es una técnica muy útil en aplicaciones biomédicas como, por ejemplo, fotografiar el ojo. J. H. Massig en [7] describe un sistema en tiempo real para examinar *in vivo* el ojo, mientras que Masters and Thaer en [8] presenta imágenes de la córnea humana *in vivo* y explica un sistema de escáner en tiempo real.

2.1.2. Microscopía de dos fotones.

Según [9], la microscopía de dos fotones (*Two-Photon Microscopy*, TPM) es una variante de la microscopia multifotónica (MPM), y se ha convertido en una herramienta clave en la investigación biomédica para observar propiedades y funciones celulares (ejemplo en figura 2). Iniciada en 1990 por Winfried Denk en el laboratorio de Watt W. Webb en la Universidad de Cornell, el TPM se vale de efectos ópticos no lineales inducidos por la excitación de dos fotones. El hecho de utilizar el infrarrojo cercano (800 nm a 2500 nm) reduce la absorción por parte de tejidos y el agua, y otorga una profundidad de penetración cercana a 1 mm en tejidos biológicos. Además, reduce efectos como el *photo-bleaching* (destrucción foto-química de las moléculas fluorescentes) o el *photo-damage* y la toxicidad, confinando espacialmente la excitación fluorescente. Todas estas ventajas han hecho que el estudio de esta técnica para aplicaciones biomédicas haya sufrido un aumento exponencial.

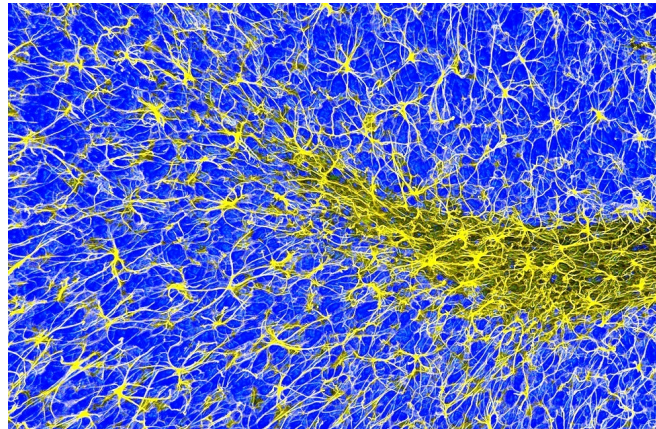


Figura 2: Ampliada 400 veces, esta es una imagen de la fluorescencia de 2 fotones de las células gliales en el cerebelo. [11]

La fluorescencia a dos fotones (TPF) es la base primaria del TPM. Tal y como se comenta en [9], cuando una molécula absorbe simultáneamente dos fotones, la energía de los cuales es la mitad de la energía necesaria para excitar la molécula, posteriormente esta emite energía en forma de un fotón de fluorescencia. La probabilidad de absorción casi simultánea de dos fotones es extremadamente baja, por lo que típicamente es requerido un alto flujo de fotones de excitación, generados habitualmente mediante un láser de femtosegundos. Las moléculas a excitar son de lo que se denomina fluoróforos, es decir, tintes, proteínas o nanopartículas fluorescentes. Las proteínas fluorescentes son una prometedora clase de fluoróforo que consiguen abarcar gran parte de el espectro de emisión, desde el azul hasta el infrarrojo cercano (NIR), mediante proteínas como la TagCFP que emite en cyan (CFP), o las que emiten en el verde (GFP), en el amarillo (YFP), etc... Los GFP son usados por ejemplo para visualizar procesos como el desarrollo de neuronas o la migración de células cancerosas. A su vez, nanopartículas como los *quantum dots* (QDs), las de oro, de carbono, etc... también son fluoróforos muy prometedores para la TPM, dado que tienen un espectro de excitación ancho y una fotoestabilidad excelente.

El TPM se implementa típicamente en un microscopio de barrido láser equipado con un láser de pulsos ultrarrápidos que se focalizan en un punto concreto del plano focal, y que posteriormente escanea a lo largo y ancho de la muestra (figura 3). Los fotones de fluorescencia son recogidos por fotodetectores de alta sensibilidad, como fotodiodos de avalancha (APDs) o tubos de fotomultiplicación (PMTs). Estas señales son transformadas en pixels individuales de una imagen. Los sistemas láser utilizados son de pulsos de alta potencia y ultrarrápidos, de tal forma que se pueda inducir eficientemente efectos ópticos no lineales. Se suelen usar láseres de estado sólido en *modelocking*, como por ejemplo el Ti:Sapphire, típicamente de 1 o 2W de potencia y una longitud de onda alrededor de los 800 nm pero ajustable entre los 690 y 1050 nm.

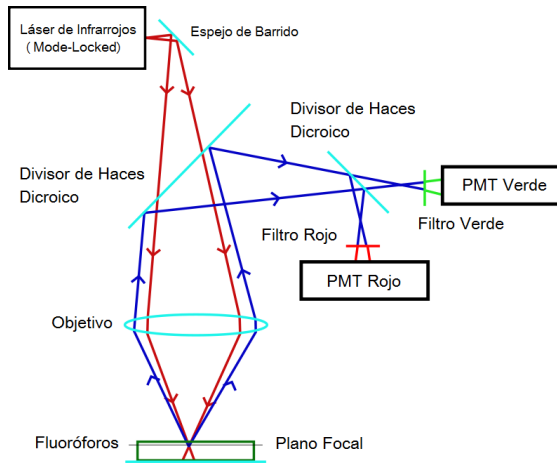


Figura 3: Diagrama de la fluorescencia de 2 fotones.

La aplicación de la microscopía de dos fotones en la investigación del cáncer se ha ido incrementando a lo largo de los últimos años. Muchos de los cánceres empiezan como lesiones pre-cancerosas localizadas en la superficie epitelial, las cuales pueden ser detectadas mediante la TPM. Para un diagnóstico precoz del cáncer, recientes estudios han demostrado que la cuantificación morfológica y fluorescencia de la TPM puede ser utilizada para distinguir tejidos cancerosos o pre-cancerosos de el tejido normal. Por ejemplo, se han usado TPM para monitorizar la progresión de un cáncer de colon, diferenciando los tejidos normales y los displásicos, y observando los cambios en las membranas basales en diferentes etapas del cáncer en 72 biopsias de colon.

Las tendencias actualmente se centran en aumentar la longitud de onda para penetraciones más profundas en el tejido y de medida compacta para aplicaciones portátiles. También se esta investigando con sistemas láseres más compactos como los basados en diodos láser de semiconductores, que permiten pulsos de picosegundos de manera estable, o de fibra óptica.

En conclusión, la microscopia de dos fotones ha revolucionado la investigación biomédica permitiendo obtener imágenes en fluorescencia de moléculas de manera no destructiva, con alta resolución y en tiempo real.

2.2. Fuentes láser comunes en microscopía.

La TPF descrita anteriormente sucede cuando dos fotones son absorbidos simultáneamente por una molécula que es capaz de emitir fluorescencia. Para que este fenómeno ocurra, es necesario que haya una gran densidad de fotones simultáneamente en el entorno de la molécula, es

decir, es necesario iluminar la muestra con una láser pulsado, con pulsos de duración del orden de los cientos de femtosegundos, enfocado en un volumen muy pequeño.

Existen diversos láseres en general que emiten pulsos de femtosegundos en longitudes de onda en el infrarrojo cercano, pero los mas conocidos para microscopia no lineal son los de estado sólido. También se utilizan los láseres de gas para microscopia en general.

2.2.1. Láser de estado sólido.

Según se comenta en [17], uno de los tipo de láser ampliamente utilizados son los de estado sólido bombeados con un diodo (*Diode-Pumped Solid-State lasers*, DPSS), que usan un diodo láser en vez de lamparas de arco o lámparas de destellos (*flashlamps*) como método de bombeo para el material láser. La potencia de salida, calidad del haz y calidad del haz exhibidos por estos láseres alcanzan a los láseres de gas (ej. helio-neón), pero la eficiencia y tamaño son más comparables al diodo láser. Típicamente los costes de mantenimiento y operación son menores que los de gas y muchos sistemas son refrigerados simplemente por convección.

El desarrollo de los DPSS ha sido conducido por las aplicaciones industriales y comerciales que requerían alta potencia (de varios vatios) en los rangos espectrales del verde (532 o 523 nm) y ultravioleta (355 o 349 nm). La salida en la región ultravioleta es pulsada, con energías desde los 100 microjoules a 10 millijoules, duraciones de los pulsos de nanosegundos y tasas de repetición de hasta 10 kHz. Un ejemplo de láser de estado sólido bombeado con un diodo es el de *neodymium-yttrium aluminum garnet* (Nd:YAG). Este genera a 1064 nm en el rango de los mW de potencia, aunque también se pueden conseguir salidas en *continuous-wave* a 532 nm y pulsadas a 355 nm. Una aplicación de uso del Nd:YAG es, por ejemplo, en la caracterización espectral de nanopartículas de oro.

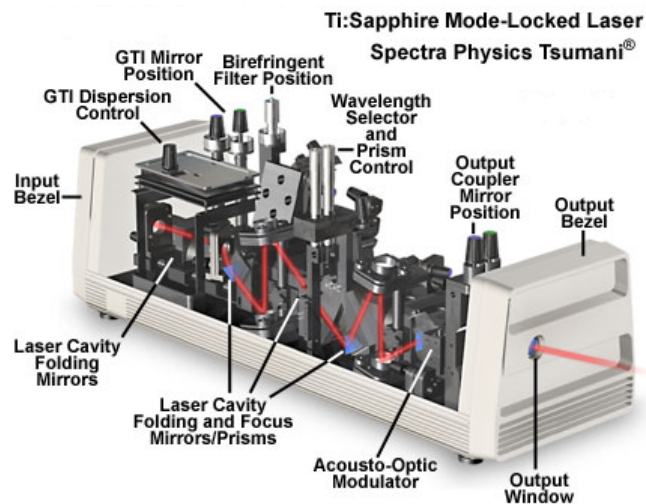


Figura 4: Láser Ti:Sapphire *mode-locked*. [17]

Una de las fuentes láseres de estado sólido más comunes para microscopia TPM son los *mode-locking* Ti:Sapphire (figura 4). Estos láseres son sintonizables en un rango de 700 a 1000 nm, con energías de pulso de 20-30 nJ, duraciones de estos de 100 fs, frecuencias de repetición de 100 MHz y potencia media 2 W. Esta potencia es suficiente para saturar la excitación de dos fotones en la mayoría de fluoróforos. La mayoría de estas fuentes operan mediante un bombeo con otro láser de alta potencia, como los de argón, Nd:YAG, Nd:YLF o Nd:YVO (527-532 nm).

Además, para asegurar un control de la refrigeración y la humedad del cristal láser, se le bombea gas de nitrógeno, y se le mantiene a una temperatura constante mediante un enfriador de agua o *chiller*.

En general se trata de grandes láseres y por este motivo vale la pena desarrollar otros instrumentos más fáciles de usar, más baratos, estables y compactos.

2.2.2. Láser de gas.

El otro tipo de láser más común son los de gas. Según [17], los láseres de ion de argón y de krypton producen múltiples líneas de emisión de transiciones de *rare-gas* que difieren en los niveles de potencia, aunque solo algunas de estas líneas son adecuadas para aplicaciones de microscopia. El láser de argón refrigerado con aire por ejemplo es ampliamente utilizado como fuente de luz para microscopia confocal debido a su brillo, tamaño reducido y porque sus líneas espectrales son muy adecuadas para la excitación de la fluoresceína y el rhodamine (fluoróforos). La mayoría de los láseres de ion de argón usados en microscopia de fluorescencia confocal emiten únicamente en dos líneas utilizables, en 488 y 514.5 nanómetros, que representan aproximadamente el 75 % de la potencia total del láser. Láseres de ion de argón de mayor potencia (mayor a 5 vatios) equipados con espejos especiales pueden emitir líneas en ultravioleta: 334, 351 y 364 nm, así como líneas adicionales en longitudes de onda visibles de 458 a 529 nm .

Los láseres mezclando argón y krypton, y refrigerados con aire, se han vuelto muy populares en microscopia confocal ya que se requieren diferentes longitudes de onda de iluminación. Estos láseres de gas mezclados son capaces de producir salidas estables en líneas espectrales bastantes separadas en el espectro. De las tres líneas típicamente usadas en microscopia confocal, las de 488 nm y 568 nm tienen aproximadamente la misma potencia (de 10 a 15 millivatios), mientras que la de 647 nm tiene un 50 % más (de 15 a 25 mW).

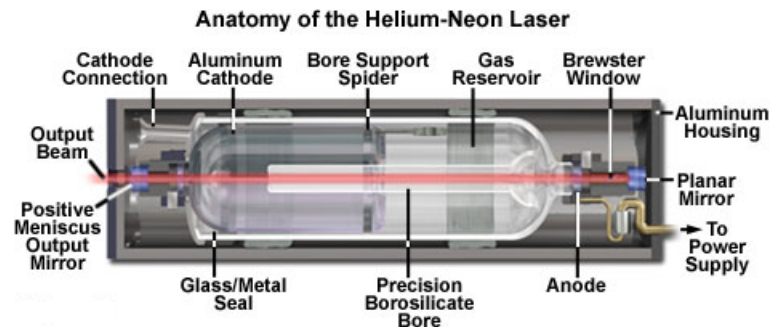


Figura 5: Anatomía de láser de Helio-Neón. [17]

Otro ejemplo de láseres de gas son los de la familia de helio-neón. El helio-neón (figura 5) por ejemplo tiene una emisión a 632 nm (llamada la línea de He-Ne) y además ha sido complementada con el desarrollo de variantes que tienen rango de emisión en el verde (543 nm), amarillo (594 nm), naranja (612 nm), red (633 nm) y en el NIR (1523 nm). Aunque muchos de estos láseres emiten en una única línea espectral y a una potencia relativamente baja (menos de 10 mW), el láser de helio-cadmio es una excepción, emite a 325 o 442 nm con una potencia mayor a 50 mW. Los láseres de helio-cadmio también están considerados dentro de la familia de los de helio-neón, y son una fuente económica para una salida en *continuous-wave* en las regiones espectrales ultravioleta (325 nm a 75 mW y 353a 20 mW) y violeta (442 nm s 200 mW). Los láseres de helio-neón son unos de los sistemas láser más comunes en muchas aplicaciones biomédicas

e industriales, y muestra una de las calidades de haz gaussiano más alta que cualquier otro láser. Estos láseres están disponibles a un precio relativamente bajo, poseen unas dimensiones compactas y muestran unas vidas de uso largas (alcanzando las 40,000 a 50,000 horas). Unos requerimientos bajos de potencia, gran calidad de haz (virtualmente gaussiano) y requerimientos simples de refrigerado (convección) hace de los láseres de He-Ne una gran elección para su uso en multitud de microscopios confocales.

El láser de nitrógeno también ha sido usado durante diversos años como fuente de luz pulsada para tanto espectroscopia como microscopia. La salida es confinada en una sola línea a 337.1 nm, y con una duración de los pulsos desde picosegundos a nanosegundos. Las tasas de repetición pueden ser tan altas como 200 pulsos por segundo. Los láseres de nitrógeno pueden ser utilizados para bombear moléculas colorantes para longitudes de emisión mayores o como fuentes de luz para fotografiar con ratios ultrarrápidos calcio, mediante el indicador colorante Fura-2 en ultravioleta.

2.3. Láseres de fibra.

Tal y como se explica en [18], los láseres de fibra se hicieron posibles en los sesenta mediante la incorporación de iones trivalentes como el neodimio, el erbio y el tulio en fibras. Además, poco después el neodimio fue introducido en el núcleo de las fibras. Gracias a la alta eficiencia del ion de Nd^{+3} como láser, los trabajos se centraron en crear láseres de fibra de silicio dopados con este material operando a 1.06 μm . El dopado de fibras con iones de Er^{+3} no se consiguió hasta los ochenta. Desde entonces los láseres de fibra dopada de este material han recibido mucha atención debido a que al poder operar a 1.55 μm entra dentro de la ventana de bajas pérdidas de las fibras ópticas y, por tanto, muy aconsejable para comunicaciones por fibra óptica. Otros iones trivalentes como el Ho^{+3} , Tm^{+3} , y el Yb^{+3} también han sido utilizados como dopantes o co-dopantes en fibras de silicio, permitiendo con ello bombeos en diferentes longitudes de onda. La multitud de aplicaciones potenciales para fuentes de fibra compactas y bombeadas mediante diodos a diversas longitudes de onda han motivado el estudio de este tipo de láseres desde hace años.

Entre las múltiples ventajas de los láseres de fibra se pueden destacar su compactibilidad, bajas pérdidas y la posibilidad de utilizar diodos para su bombeo. La fibra en si misma opera como guía de onda y no requiere el uso de instrumentos ópticos voluminosos y de alineamiento mecánico. Se pueden construir diferentes cavidades mediante diferentes configuraciones con acopladores de fibra, cavidades lineales de Fabry Perot, en anillo o combinaciones de ellas. Mejoras en las no-linealidades en las fibras debidas a grandes intensidades y longitudes permiten una ventaja adicional de los láseres de fibra muy importante para operar en *mode-locking*. Por tanto, además de operar en *continuous-wave*, los láseres de fibra permiten hacerlo en *mode-locking* para generar uno o más pulsos por *round-trip*. Los láseres en *mode-locking* tienen numerosas aplicaciones dependiendo de la longitud de onda y ancho de los pulsos. Pueden ser usados en sistemas de comunicaciones para multiplexación por división temporal (*Time-Division Multiplexing*, TDM) o multiplexación por división de longitud de onda (*Wavelength-Division Multiplexing*, WDM), en herramientas de espectroscopía o como alimentación para amplificadores de estados sólido como el de cristal de Nd o el Ti:Sapphire. Además, los que crean pulsos de corta duración pueden ser usados en sistemas de muestreo electro-acústico, como fuente para sensores pulsados o como láser para aplicaciones médicas.

2.3.1. EDFA.

El erbio fue descubierto en 1840 en una localidad sueca llamada Ytterby, y es uno de los pocos materiales usados para la amplificación de luz en telecomunicaciones ([19]). Los láseres y amplificadores de fibra están compuestos por segmentos de fibra de cristal de silicio normales y segmentos de fibra dopada. Los dopantes utilizados en fibras son de los denominados *rare earth ions* y son colocados en los núcleos de estas. Estos iones actúan como átomos activos en el material del cual esta hecha la fibra y son los responsables de la ganancia asociada a esta. En un amplificador dopado con erbio la amplificación de la luz se lleva a cabo mediante emisión estimulada. El medio con ganancia posee una particular alta eficiencia debida a al confinamiento óptico en la estructura de la fibra. La longitud de onda de emisión para el ion de Er^{+3} muestra una transición óptica de 1.5 a 1.6 μm , que coincide con la ventana óptica de menor atenuación existe en la fibras ópticas comerciales.

La existencia de ganancia para fibras dopadas de erbio Er^{+3} ha sido demostrada para todo el espectro de emisión, con valores de 20 dB fácilmente obtenibles entre 1530 y 1560 nm. Un factor crítico de los amplificadores de fibra con erbio en comunicaciones ópticas que afecta directamente a las prestaciones del mismol es el largo tiempo de vida del estado metaestable que permite los niveles de inversión de población requeridos (que obtenidos bajo condiciones estables está por encima de varios milisegundos, dependiendo del material).

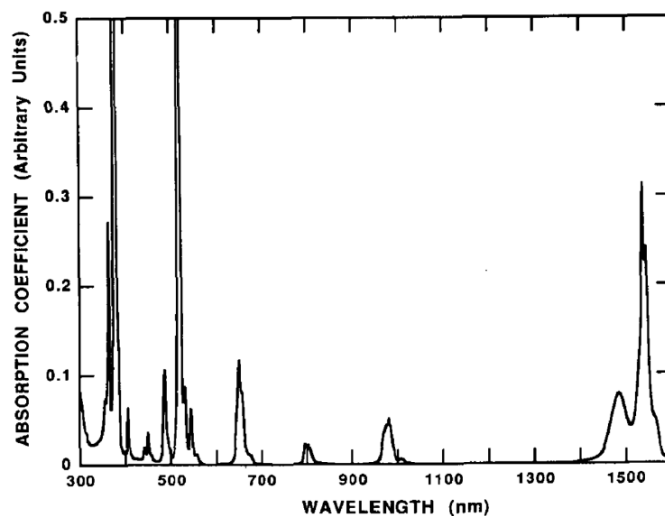


Figura 6: Espectro de absorción de las fibras L22 dopadas con Er^{+3} . [19]

La figura 6 muestra el espectro de absorción de un cristal de silicio dopado con Er^{+3} . Cada banda de absorción entre los 500 y 1500 nm ha sido utilizada de forma exitosa en bombeo de amplificadores de fibra, aunque se prefieren aquellas que se emparejan con la salida del diodo láser, como la del láser de bombeo a 980 nm.

2.3.2. Aplicación en microscopia.

Los esfuerzos actualmente se centran en desarrollar fuentes para realizar instrumentos más robustos, compactos y económicos. Como ya se ha mencionado anteriormente, los láseres de estado sólido de femtosegundos siguen siendo la fuente principal de luz para aplicaciones de

microscopía no lineal, no obstante, los láseres basados en fibra ofrecen también características muy interesantes para la obtención de imágenes biológicas y biomédicas.

Los láseres de fibra son atractivos para aplicaciones de obtención de imágenes por las siguientes razones:

- El medio de los láseres "todo fibra" elimina la necesidad de una alineación óptica precisa, permitiendo a su vez grandes cavidades y una muy alta calidad de haz de salida, lo cual es fundamental para la microscopía.
- Estos láseres pueden generar espectros mas anchos y permitir la excitación de varios fluoróforos al mismo tiempo.
- Los láseres de fibra están especialmente indicados por su facilidad de acoplamiento con instrumentos endoscópicos.

Por otra parte, este tipo de láseres también tienen sus inconvenientes, como la imposibilidad de regular la longitud de onda. Por este motivo los láseres de estado sólido todavía dominan el campo de de la microscopía no lineal. A pesar de ello, actualmente se cree que los láseres de fibra de femtosegundos pueden igualar e incluso mejorar las características de los láseres de estado sólido, aunque en una única longitud de onda. La gran versatilidad de los láseres de fibra en contraposición a los de estado sólido hace que sea potencialmente posible la aplicación en otros ámbitos que todavía no se han previsto. El primer láser de fibra que llego a igualar la potencia de un Ti:Sapphire estándar fue un láser de *soliton* basado en una fibra dopada de Iterbio Yb (ejemplo en figura 7). Una limitación del Ti:Sapphire es que es sintonizable, y por lo tanto es posible excitar varios fluoróforos simultáneamente. Esto es un problema importante a la hora de hacer imagen *in vivo* con mínimo daño de varias especies químicas. En cambio, el láser de fibra con Iterbio es de gran potencia y operando a una longitud de onda de 1050 nm fue utilizado en microscopía no lineal para, por ejemplo, la obtención de imágenes de neuronas y vascularidades a profundidades de casi 1 mm. Por tanto, es solo cuestión de tiempo que los láseres de fibra sean conviertan en protagonistas en la microscopía.

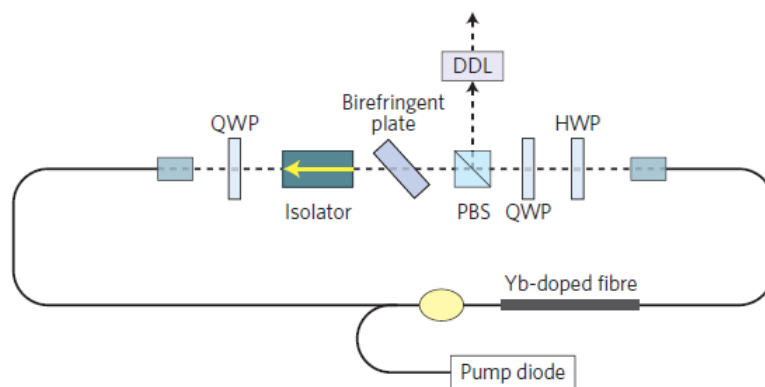


Figura 7: Láser de *soliton* con Iterbio [10].

3. Objetivo.

Una vez introducido el estado del arte sobre los láseres, la microscopía, así como los diferentes tipos de láseres que se utilizan en ella, se puede proceder a explicar de forma resumida los principales objetivos que han llevado a la realización de este proyecto.

- Partiendo de un repaso teórico de las características de los láseres de aplicación biomédica y del concepto *mode-locking* y sus diferentes técnicas de aplicación, escoger un diseño que se adecue a las características requeridas, de forma que el láser de fibra ofrezca una alternativa a los ya utilizados en microscopía.
- A partir del diseño del láser escogido, realizar el modelo teórico matemático del mismo incorporando los efectos de dispersión, pérdidas, efecto Kerr, etc..., típicos de los láseres de fibra, incorporando como principal novedad sobre la bibliografía un perfil de ganancia medido experimentalmente.
- Producir un estudio del modelo del láser escogido y, mediante la creación de un programa en Matlab, simular el modelo con tal de observar los efectos que intervienen en él.

4. Estructura de la memoria.

Este proyecto está compuesto por cuatro capítulos principalmente. El primer capítulo recoge toda la introducción al estado del arte sobre los láseres, las técnicas de microscopía y la motivación del proyecto. El segundo de ellos sirve como un repaso teórico general sobre el concepto de láser *mode-locked* y las diferentes técnicas activas y pasivas que se utilizan. En el tercer capítulo se describe el modelo matemático que se ha utilizado para describir la dinámica del láser, explicando cada efecto y su contribución en el modelo, así como el la técnica de resolución de las ecuaciones (el *Split-Step Fourier Method*). El cuarto capítulo recoge la simulación del modelo del láser, realizando mediante una aproximación un estudio de la contribución de parámetros como la ganancia o la longitud del EDFA y posteriormente una comparación de los pulsos emitidos del modelo con aproximación y el modelo completo. Por último, el quinto capítulo recoge las conclusiones más significativas del proyecto y se sugieren algunas direcciones hacia las que podría continuar el trabajo en el futuro.

Parte II

Breve teoria.

5. Principio *mode-locking*.

Tal y como queda descrito en [19], el termino “*Mode-locking*” se aplica al control de la relación de las fases de los diferentes modos longitudinales del láser de forma que puedan ser acopladas, es decir, que interfieran constructivamente y generen un pulso a la salida, o de forma destructiva y los modos se cancelen entre ellos. Cuantos más modos haya dentro de la cavidad, el efecto será mucho más efectivo y los pulsos estarán más definidos.

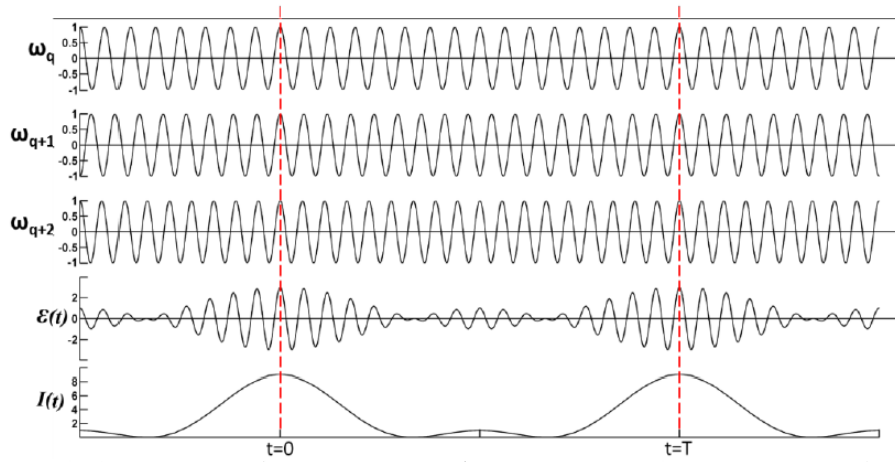


Figura 8: Superposición de señales que a $t=0$ quedan totalmente en fase.[19]

La figura 8 intenta ejemplificar el efecto partiendo de tres sinusoides con igual frecuencia y amplitud inicial. Para $t=0$ los tres modos están completamente en fase y el campo resultante tendrá tres veces más amplitud que cualquiera de los modos individuales, y por tanto, un pico de intensidad nueve veces mayor.

En [19] se comenta que de forma matemática podría verse de la forma siguiente: asumiendo que hay dos modos longitudinales oscilando, los modos interferirían entre ellos de forma que el campo resultante en el dominio temporal quedaría expresado como

$$\varepsilon(t) = \text{Re}[E_1 e^{j(\omega_1 t + \Phi_1)} + E_2 e^{j(\omega_2 t + \Phi_2)}] \quad (1)$$

La intensidad expresada en tiempo sería

$$I(t) \equiv |\varepsilon(t)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1^2 E_2^2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \Phi_1 - \Phi_2] \quad (2)$$

donde Φ_1 y Φ_2 son las fases de cada una de las señales que tienen por amplitud E_1 y E_2 respectivamente. De la ecuación 2 se puede observar que la intensidad de salida tendrá una forma sinusoidal con un batido frecuencial definido por la diferencia $\omega_1 - \omega_2$.

Extendiendo las expresiones 1 y 2 ahora a N modos longitudinales de misma amplitud (por ejemplo E=1) e igualmente espaciados en frecuencia, se obtiene (si $t=0$ estarían todos los modos en fase):

$$\varepsilon(t) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_0 + n\omega_m)t} = \frac{e^{jN\omega_m t} - 1}{e^{j\omega_m t} - 1} e^{j\omega_0 t} \quad (3)$$

y la intensidad resultante como

$$I(t) \equiv |\varepsilon(t)|^2 = \frac{1 - \cos(N\omega_m t)}{1 - \cos(\omega_m t)} = \frac{\sin^2(N\omega_m t)/2}{\sin^2(\omega_m t)/2} \quad (4)$$

donde $\omega_m = 2\pi\nu_f$, siendo ν_f la diferencia espacial entre modos. En cada múltiplo de un periodo se obtiene un pico de amplitud. El resultado es un corto e intenso pulso *mode-locked*.

5.1. Técnicas activas para *mode-locking*.

La modulación juega un papel clave para el inicio y el mantenimiento de la operación de *modelocking* del láser. El *active mode-locking* hace referencia al caso en que la modulación se lleva a cabo de forma externa, en cambio en el *passive mode-locking* esta se consigue interiormente mediante no-linealidades de amplitud y/o fase.

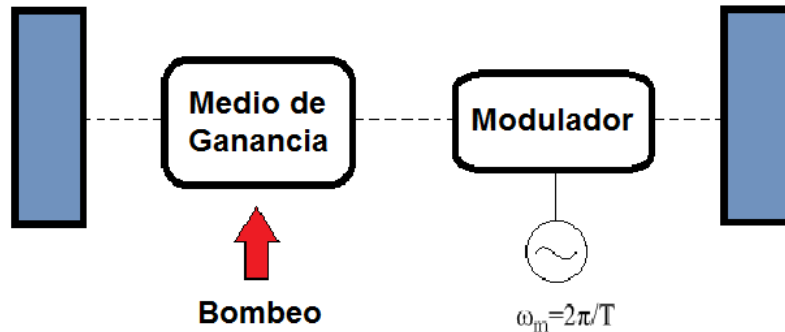


Figura 9: Esquema simple del *active mode-locking*.

Atendiendo a [20], el esquema más simple que describe el *active mode-locking* se muestra en la figura 9. Consta de una cavidad láser, un medio con ganancia y un modulador que varía el coeficiente de transmisión mediante una señal de control externa. Un dispositivo comúnmente usado como modulador de control es el modulador acusto-óptico.

La modulación del coeficiente de transmisión lo que produce es que, cuando un pulso llega en el instante que la transmisión es máxima este se ve afectado por unas pérdidas relativamente bajas, y viceversa. Cuanto más corto sea el pulso, menos pérdidas experimentará. Si se restringe el medio con ganancia a uno con tiempos largos de relajación (como en los láseres de estado sólido), las variaciones de la ganancia durante la duración del pulso son despreciables, y se puede definir la ganancia como saturada de forma estable. La figura 10 ilustra como la modulación activa de las pérdidas crea una ventana en la ganancia para el pulso bajo la condición anterior.

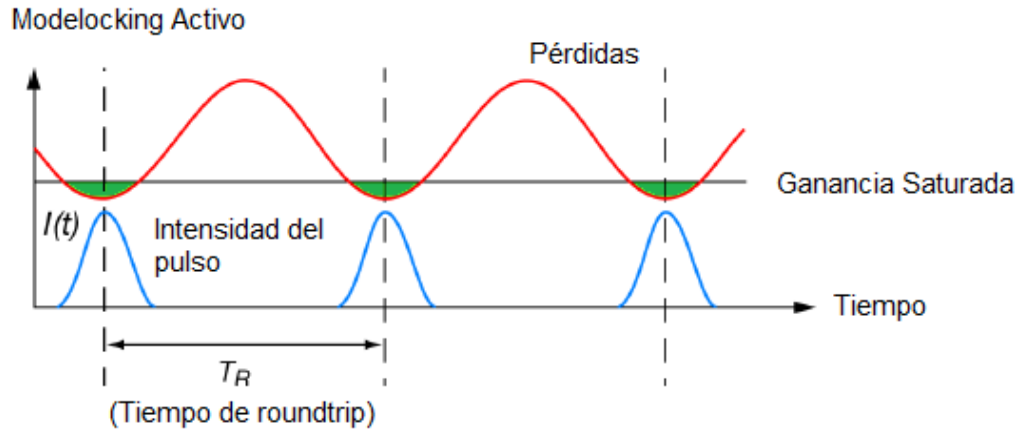


Figura 10: Principio básico del *active mode-locking*.

En comparación con el *passive mode locking* el activo tiene dos principales desventajas: la generación de pulsos de mayor duración, del orden de pico-segundos debido a que la duración de los pulsos está completamente influenciada por la velocidad de la electrónica del modulador, y el requerimiento de utilización de un modulador óptico. Por otra parte, el *active mode locking* puede ser una solución bastante óptima cuando el tren de pulsos a generar tiene que estar sincronizado con algún tipo de señal electrónica o si diferentes láseres necesitan operar a la vez de forma sincronizada. Por eso, el *active mode locking* es popular en el contexto de las comunicaciones ópticas.

5.2. Técnicas pasivas para *mode-locking*.

Según el [19], el *passive mode-locking* se lleva a cabo mediante los efectos que se denominan *Self-Phase Modulation* (SPM) y *Self-Amplitude Modulation* (SAM).

El SPM es un cambio no-lineal de la fase en el tiempo que se genera debido a la dependencia del índice de refracción de las fibras con la intensidad de los pulsos.

El efecto de SAM para *mode-locking* se consigue habitualmente mediante el uso de un absorbedor saturable, que es un mecanismo cuyo coeficiente de absorción óptico depende de la intensidad de la luz que le incide. Si la luz es de baja intensidad, esta experimenta una gran absorción y se produce una baja transmisión a través del absorbedor. Por el contrario, si la luz incidente es de intensidad alta, el absorbedor se satura y se produce alta transmisión a través de este. De esta forma se consigue una automodulación de la amplitud del pulso. Existen dos tipos absorbedores saturables, los rápidos y los lentos.

5.2.1. Técnicas pasivas lentas para *mode-locking*.

Atendiendo a la bibliografía ([19]), el *slow passive mode-locking* tiene un tiempo de respuesta del absorbedor saturable mucho más lento que la duración del pulso. El pulso se forma y posteriormente se produce una recuperación lenta del absorbedor. Los láseres Dye y semiconductores muestran este comportamiento. En la figura 11 se puede observar el proceso.

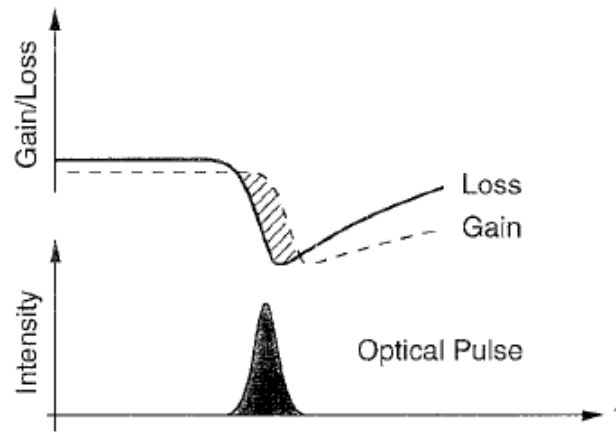


Figura 11: Dinámica del pulso mediante un *slow saturable absorber mode-locking*. La región en sombreada indica ganancia positiva neta.[20]

El proceso mencionado puede interpretarse como un "bloqueo" que finaliza en cuanto el pulso satura el absorbedor. Primero se observa un estado estable en donde la ganancia es menor que las pérdidas, pero después de que pase el pulso existe un período de tiempo en donde las pérdidas son menores y el pulso es amplificado. Posteriormente, la ganancia se satura y decae hasta volver a ser inferior a las pérdidas. Así se completa el mecanismo de "bloqueo", que se abre cuando el pulso satura las pérdidas y se cierra una vez el pulso es amplificado y satura la ganancia. La velocidad mediante la cual el bloqueo se abre y se cierra está relacionado con el pulso óptico, no con el tiempo de respuesta del material. El proceso anterior es el ya mencionado previamente como *Self-Amplitude Modulation*, donde la amplitud del pulso es automodulado y cuanto más intenso sea, más amplificación sufre.

En [19] se dice que para conseguir el funcionamiento del *slow saturable absorber* se requieren dos condiciones principalmente. Primero, que la *cross-section* de absorción del absorbedor tiene que ser mayor que la de ganancia (es decir, $\sigma_{abs} > \sigma_{gain}$), y que por tanto la absorción se sature más fácilmente que la ganancia. Segundo, que el tiempo de recuperación del absorbedor sea menor que el de la ganancia, de esta forma se impedirá la formación de pulsos extra en la cavidad. El SAM actúa como el modulador en el *active mode-locking*, pero en este caso el propio pulso es el que modula las pérdidas en la cavidad.

Ejemplos de *slow saturable absorbers* son los *Semiconductor Saturable Absorber Mirrors* (SESAM) (ejemplo en figura 12), los *saturable Semiconductor Bragg Reflectors* (SBR) o los *saturable dyes*. La principal ventaja de esta técnica es que produce pulsos más cortos y estables que el *active mode-locking*, pero tiene problemas de *startup*.

5.2.2. Técnicas pasivas rápidas para *mode-locking*.

Según se comenta en [18], en un *fast saturable absorber* el tiempo de respuesta es menor que la duración del pulso. Las técnicas pasivas rápidas para *Mode-Locking* sacan partido de las no-linealidades para realizar una modulación de las pérdidas y producir pulsos muy energéticos y de duraciones de femtosegundos. Debido a este tiempo de recuperación tan corto respecto a la duración de los pulsos, la ganancia aquí se la asume aproximadamente constante durante la duración del pulso, e igual a un valor determinado por su valor en *steadystate*.

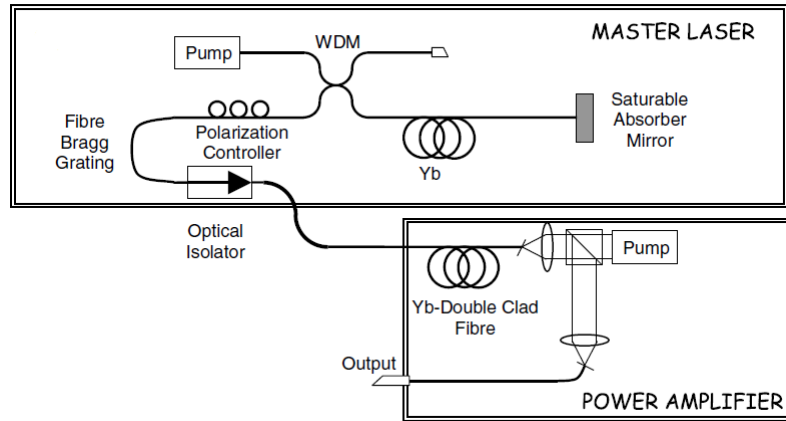


Figura 12: Ejemplo de *set up* de un láser que utiliza SESAM.[23]

El *passive mode-locking* en láseres de fibra que generan pulsos ultrarrápidos se ha conseguido utilizando principalmente mediante tres métodos: con *Nonlinear Amplifying Loop Mirrors* (NALM), con estructuras de materiales que hacen de *fast saturable absorber* y mediante la llamada rotación no lineal de la polarización (también denominado *polarization additive pulse mode-locking* o *Kerr mode-locking*). Tanto los basados en el NALM como los que utilizan una *nonlinear polarization rotation* se basan en el efecto Kerr a lo largo de la fibra óptica (dependencia del índice de refracción de las fibras con la intensidad del pulso que lo atraviesa) junto a polarizadores y controles de la polarización para hacer el efecto *saturable absorber* de forma artificial y lograr el estrechamiento de los pulsos.

El NALM en [18] queda descrito como un interferómetro de Sagnac de fibra óptica con una ganancia localizada de forma asimétrica en el *loop* (figura 13). Un cambio diferencial de la fase se produce entre las dos direcciones del NALM, y cuando esta ajustada de forma correcta, el NALM transmite las altas intensidades y refleja las bajas. El NALM esta unido a un anillo unidireccional (formando como cavidad la figura de un 8) donde las intensidades débiles reflejadas son eliminadas por un aislador en el anillo unidireccional. De esta forma ha sido posible generar pulsos tan cortos como 98 fs a 1.57 mm utilizando una fibra dopada de Er^3 . Esta técnica tiene diversas limitaciones de energía y potencia de pico (de mW para pulsos de femtosegundos) debidas a las fuertes no linealidades presentes con pulsos de tan corta duración. Además, una de las principales desventajas de esta técnica es la tendencia de crear múltiples pulsos agrupados (*bursts*) debido a las grandes longitudes de las cavidades y problemas de *self-starting*.

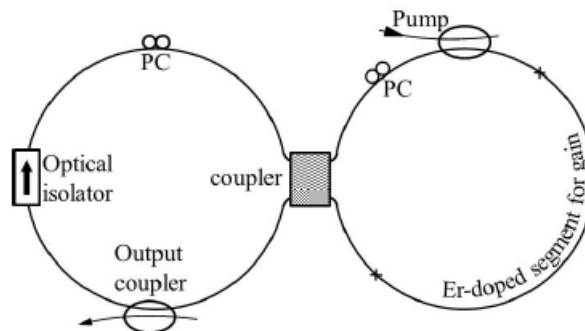


Figura 13: Esquema general del láser con NALM en forma de 8.[20]

Diversas estructuras han sido incorporados a los láseres de fibra como *fast saturable absorber* para obtener *mode-locking* y conseguir a la vez diseños de cavidades simples. Ejemplos:

- Estructuras MQW (Multiple Quantum Well) de materiales como el type II $Al_xGa_{1-x}As/AlAs$ o InGaAs/InP.
- Del tipo *quantum dots* de, por ejemplo, sulfuro de plomo (PbS).
- Capas finas de nanotubos de carbono (CNTs), en particular, *single-wall nanotubes*. Según [21], este tipo de absorbedores muestran una banda ancha de absorción y un tiempo de respuesta bastante corto, pero también bastantes pérdidas que pueden ser un problema.

En [18] se define *Additive Pulse Mode-locking* (APM) como una técnica pasiva de *mode-locking* que emplea interferometría no lineal para conseguir pulsos ultrarápidos. La señal es dividida en dos mediante un elemento intermedio y posteriormente recombinada de forma coherente para la creación de los pulsos (esto se produce mediante SPM). Un ejemplo particular del APM es el *Polarization Additive Pulse Mode-locking* (P-APM) basado en la rotación de la polarización (figura 14). La rotación no lineal de polarización puede ocurrir en una fibra óptica cuando el estado de polarización inicial es elíptico. La elipse se puede considerar como dos componentes de polarización circular diferentes, a izquierdas y a derechas, con diferentes intensidades. La elipse de polarización rota en la fibra manteniendo su forma pero estas dos componentes acumulan diferente desplazamiento no lineal de la fase debido a la dependencia del índice de refracción de las fibras con la intensidad (efecto Kerr: $n = n_0 + n_2 \cdot I$).

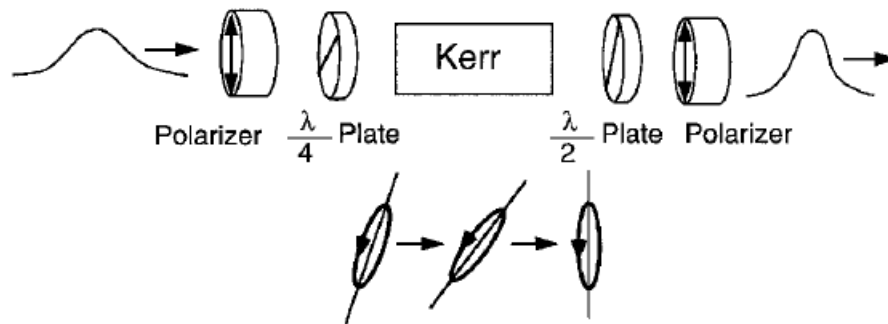


Figura 14: Diagrama de P-APM. Inicialmente la señal está linealmente polarizada y entonces mediante el *quarter-wave plate* pasa a estar polarizada de forma elíptica. Posteriormente, la luz atraviesa la fibra óptica en donde se produce una rotación de la elipse y el pico del pulso rota más que los extremos. A la salida de la fibra el *half-wave plate* orienta el pulso de forma que el pico pasa por el polarizador mientras que los extremos son eliminados, consiguiendo así un pulso estrecho. [20]

Una de las ventajas del APM es que es extremadamente rápido ya que se basa en *self-phase modulation* y además, esta técnica no impone a priori ningún límite práctico en el acortamiento de los pulsos. El uso del APM se ha ido extendiendo en los láseres de fibra y ha sido utilizado en cavidades lineales con fibras dopadas de Nd^{+3} y Er^{+3} (ejemplo en figura 15).

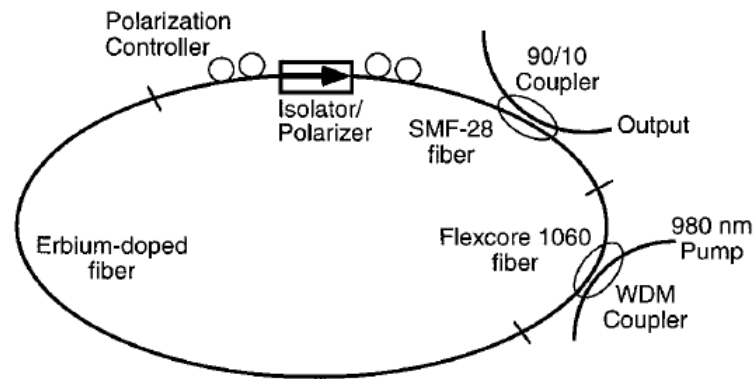


Figura 15: Ejemplo de diseño láser que utiliza P-APM en forma de anillo.[18]

Según la bibliografía, idealmente en los láseres con mode-locked de forma pasiva adquieren el estado pulsado por si mismos, sin ayuda de una perturbación externa o un *trigger* (fenómeno conocido como *self-starting*). Esto es así en algunos diseños (como por ejemplo en los de un anillo unidireccional), pero en otros a veces requieren de algo externo para iniciar el estado de *mode-locking*.

Su simplicidad y todas las ventajas de los láseres de fibra descritas anteriormente han hecho que se escoja el *Polarization Additive Pulse Mode-locking* como la técnica de *mode-locking* que usará el diseño del láser escogido para el proyecto y que su modelo se describirá en el capítulo siguiente.

Parte III

Modelo teórico del láser

Partiendo de la bibliografía consultada, en este trabajo se ha escogido un láser pasivo *mode-locked* en anillo mediante fibra dopada con erbio operando con *nonlinear polarization rotation*. En la figura siguiente se muestra su *setup*.

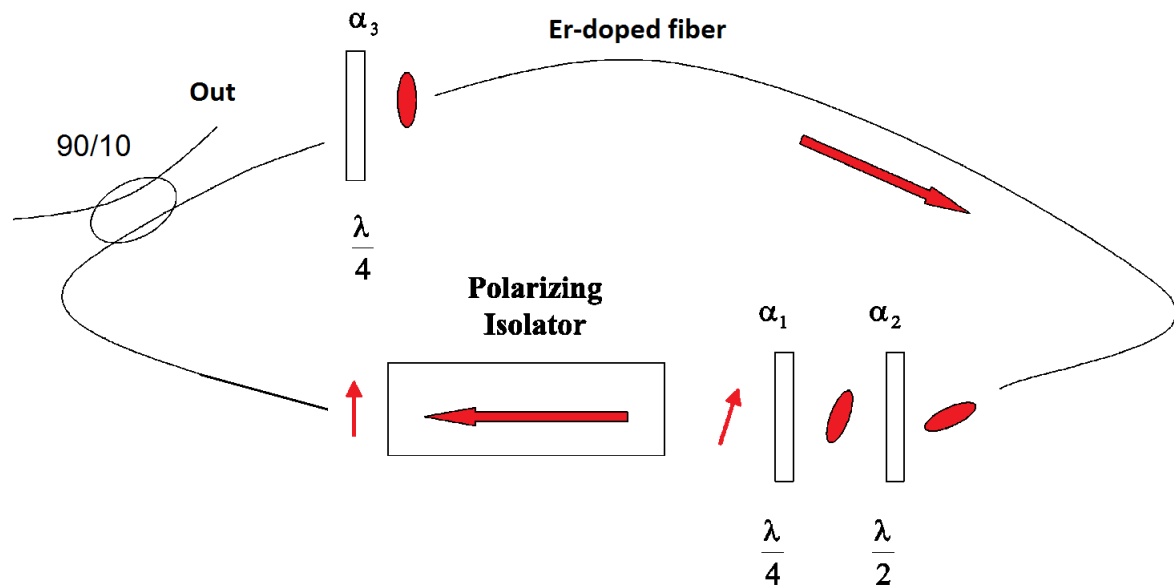


Figura 16: Mapa del diseño del láser.

El láser se basa principalmente en el usado en el trabajo *Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers* ([24]), salvo que aquí se utiliza una fibra dopada de erbio, en vez de una con Iterbio, y se ha incorporado un perfil de ganancia real (medido experimentalmente) y un *splitter* de salida. Este tipo de configuración todo fibra es muy interesante ya que permite acoplar la salida del láser con un posible dispositivo de una forma muy eficiente.

Este esquema láser incorpora un elemento de amplificación (el EDFA) y todos elementos necesarios para el control de las pérdidas. Tras el aislador-polarizador, la luz tiene polarización lineal. En este estado de polarización, si se insertara la luz directamente en la fibra no sufriría la rotación de polarización dado que se precisa una polarización circular o elíptica. Para ello es necesario incluir el *quarter wave plate 3* (donde α_3 representa la orientación de un *eigenaxis* del plato respecto al seleccionado como referencia en el marco del laboratorio, como por ejemplo el del polarizador) que transforma la luz polarizada lineal incidente en elíptica. La rotación de la polarización en la fibra es resultado del efecto Kerr (explicado posteriormente) y es proporcional a la intensidad de la luz, al área de la elipse de polarización y a la longitud de la fibra. A la salida de la fibra, la dirección de la polarización elíptica de la parte central del pulso de luz es rotada hacia el eje de paso del polarizador por medio del *quarter wave plate 2* (con ángulo de orientación α_2). Posteriormente, la polarización es transformada de elíptica a lineal utilizando el *quarter wave plate 1* (con ángulo de orientación α_1). En este momento, las pérdidas de la parte central del pulso son mínimas mientras que en los extremos son muy elevadas. Finalmente el *splitter* de salida emite parte del pulso hacia el exterior.

En la fibra de Er se manifiestan los efectos de *group velocity dispersion* (GVD), pérdidas lineales de propagación, no linealidad del efecto Kerr, ruido y ganancia saturable. La birrefringencia no se ha tenido en cuenta dado que según el trabajo de Andrey y Leblond Komarov ([24]) no es imprescindible para el *mode-locking*. Para la solución del modelo del láser, se ha realizado una aproximación (la cual se propone también en [24]). Para grandes potencias de pico, los efectos no lineales son tan potentes en comparación con los efectos de amplificación y GVD en un *round trip*, que estos pueden ser despreciables en una primera aproximación. Estos se tendrán en cuenta posteriormente como una perturbación que actúa principalmente cuando el número de vueltas es grandes. Por tanto, en un primer paso se resuelven las ecuaciones que conciernen a la propagación de un campo eléctrico en un medio donde actúan el efecto Kerr, los tres *wave plates* y el polarizador, actuando los tres como un *Fast Saturable Absorber* y posteriormente, la ecuación para la propagación de un pulso en un medio con amplificación saturable, ruido y GVD. Para la fibra de salida después del *splitter*, se ha modelado la propagación con la *Non-linear Schrodinger Equation*. La figura 17 muestra un diagrama clarificador con los efectos modelados en cada parte del láser. A continuación se explican los modelos de operación de todas las partes.

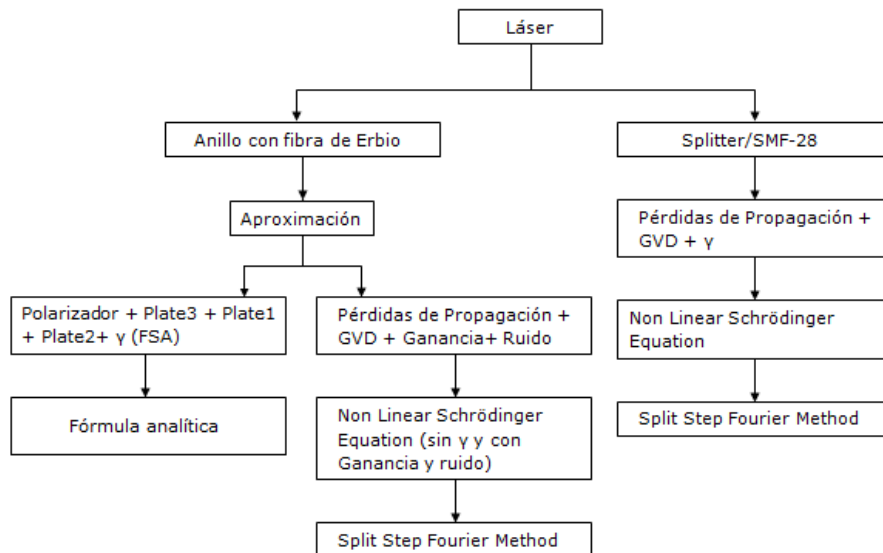


Figura 17: Diagrama de bloques del modelo.

6. Modelo de operación del *Fast Saturable Absorber*.

6.1. Efecto Kerr.

Atendiendo a [25] y [26], el efecto Kerr es un efecto no lineal que sucede cuando una onda de luz se propaga en medios como una fibra óptica o un gas. Su origen físico es una polarización no lineal generada por el medio que modifica las propiedades de la luz que le atraviesa. Cuando la intensidad óptica de la onda es grande, el estado de polarización del material puede cambiar en respuesta, produciendo un cambio en el índice de refracción (ecuación 5). Como consecuencia, el índice de refracción para el pico o los extremos del pulso diferirá.

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 \cdot I \quad (5)$$

Siendo n_2 el índice no lineal e I la intensidad óptica.

Esta descripción del efecto Kerr por medio del índice de refracción dependiente de la intensidad I es en realidad una aproximación, válida únicamente para ondas de luz con un ancho de banda pequeño.

El índice n_2 de un medio puede ser medido, por ejemplo, mediante la *z-scan technique* ([21]). Las fibras ópticas de silicio tienen un índice no lineal del orden de $3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Para otros medios, como los semiconductores, este puede ser mucho mayor debido a su fuerte dependencia con la energía del *bandgap*.

Además, la dependencia temporal-frecuencial de índice de refracción produce efectos como el *self-phase modulation* (descrito a continuación), el *Kerr lensing* y *cross-phase modulation* (XPM).

6.2. Self-phase modulation.

Tal y como se ha dicho anteriormente en el trabajo, el SPM es un cambio no-lineal de la fase en el tiempo que se genera debido a la dependencia del índice de refracción de las fibras con la intensidad de los pulsos.

Según [27], partiendo de la expresión de onda que se propaga en un medio no lineal de la forma:

$$E(t, z) = E_0 \exp(i(\omega_0 t - k(t)z)); \quad (6)$$

$$\phi(t) = \omega_0 t - k(t)z; \quad (7)$$

$$k(t) = \frac{\omega}{c} n(t) \quad (8)$$

y asumiendo una dependencia temporal del índice de refracción y ligada a la intensidad óptica de la forma $n = n_0 + n_2 \cdot I$, se obtiene que la derivada temporal de la fase que da la frecuencia instantánea del pulso es de la forma:

$$\omega(t) = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega n_2}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} z; \quad (9)$$

$$\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\omega n_2}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} z \quad (10)$$

Es decir, el ensanchamiento espectral inducido por el SPM es consecuencia de la dependencia temporal de la fase en la ecuación anterior 7. Cuando el pulso se propaga, la fase cambiará, lo cual implica que la frecuencia del pulso variará de su valor central ω_0 . La variación de la frecuencia se muestra en la ecuación 10. Esta ecuación da a entender que una derivada positiva de la potencia del pulso causará un desplazamiento al azul, y una negativa un desplazamiento al rojo. La dependencia temporal de $\Delta\omega(t)$ puede verse como un chirp frecuencial inducido por el SPM, cuya magnitud incrementa con la distancia de propagación y depende del pulso.

A efectos del modelo final, este efecto será incluido por medio del coeficiente no lineal *gamma* de la manera siguiente:

$$\gamma = \frac{\omega_0}{c} \frac{n_2}{A_{eff}} \quad (11)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = i\gamma E|E|^2 \quad (12)$$

siendo A_{eff} el área eficaz del núcleo de la fibra.

Es posible integrar la expresión anterior sobre una longitud L, de forma que se obtiene una expresión al final para el campo:

$$E_{out} = \exp(i\gamma|E|^2)L E_{in} \quad (13)$$

El operador $\exp(i\gamma|E|^2)L$ representa un desplazamiento de fase no lineal sobre el pulso.

6.3. Modelo de operación.

Las ecuaciones que conciernen a la propagación de dos polarizaciones de un campo eléctrico en un medio donde actúa el efecto Kerr son las siguientes:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\gamma(|u|^2u + A|v|^2u + Bv^2u^*) \quad (14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = i\gamma(|v|^2v + A|u|^2v + Bu^2v^*) \quad (15)$$

donde $\gamma(W^{-1}m^{-1})$ es el coeficiente no lineal relacionado con el coeficiente no lineal n_2 , y las constantes $A=2/3$ and $B=1/3$ para fibras de silicio. El primer término del paréntesis es el responsable del SPM y los otros dos están relacionados con el XPM.

Según [24], la solución a las ecuaciones anteriores se puede escribir como:

$$\begin{pmatrix} u(z) \\ v(z) \end{pmatrix} = e^{i\gamma Iz} \begin{pmatrix} \cos(\Omega z) & \sin(\Omega z) \\ -\sin(\Omega z) & \cos(\Omega z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} = W \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix}$$

donde $\Omega = 2\gamma BJ$ es una constante y $J = \text{Im}[u(z)v^*(z)] = \text{Im}[u(0)v^*(0)]$. La relación anterior muestra que la elipse de polarización rota con una velocidad constante Ω , proporcional al área J de la elipse, sin deformarse a lo largo de la fibra. Por ejemplo, para $\Omega = 0$ que correspondería al caso de polarización incidente lineal, la fibra no produciría pérdidas no lineales.

Los *phase plates* son tratados por medio de las matrices de Jones. Las matrices de Jones M_k para los platos con número k (k=1,2,3) pueden ser escritas como:

$$M_k = R(\alpha_k)W_kR(-\alpha_k) \quad (16)$$

con

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$W_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$W_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1-i & 0 \\ 0 & 1+i \end{pmatrix} \quad (19)$$

donde R_α es la matriz de rotación de ángulo α y W_k es $W_{\frac{\lambda}{2}}$ o $W_{\frac{\lambda}{4}}$ según el número de plato. Se asume que el eje de paso del polarizador es el x, y la matriz de Jones del polarizador es:

$$M_p = \begin{pmatrix} \beta & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Justo a la salida del polarizador la luz esta polarizada linealmente siguiendo el eje x, y se puede escribir en forma de vector como:

$$\begin{pmatrix} f_n(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

El campo eléctrico tras la vuelta $n + 1$ puede ser calculado a partir del campo en la vuelta n mediante la expresión:

$$\begin{pmatrix} f_{n+1}(t) \\ 0 \end{pmatrix} = M_p M_1 M_2 W M_3 \begin{pmatrix} f_n(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

Para una fibra de longitud L, se obtiene que

$$f_{n+1}(t) = -\beta e^{i\gamma|f_n|^2 L} [\cos(\Omega L + \alpha) \cos(\alpha_1 - \alpha_3) + i \sin(\Omega L + \alpha) \sin(\alpha_1 + \alpha_3)] \quad (23)$$

donde $\Omega = \gamma B |f_n|^2 \sin(2\alpha_3)$ y $\alpha = 2\alpha_2 - \alpha_1 - \alpha_3$. La ecuación anterior retrata la actuación como *Fast Saturation Absorber* (FSA) de la acción combinada de la *nonlinear polarization rotation* y el polarizador, y será estudiada con mayor profundidad más adelante.

7. Modelo teórico de propagación.

7.1. Pérdidas en la fibra.

Un parámetro importante de las fibras son las pérdidas de potencia de señal óptica dentro de ellas. Siendo P_0 la potencia inyectada a la entrada de una fibra de longitud L, en [28] se describe que la potencia transmitida viene dada por:

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (24)$$

Donde α es una constante de atenuación y mide las pérdidas totales de la fibra. Es costumbre el expresar α en unidades de dB/km utilizando la relación $\alpha_{dB}=4.343\alpha$.

Al igual que muchos efectos, las pérdidas en la fibra dependen de la longitud de onda de la luz. La imagen muestra el espectro de las pérdidas de una fibra de silicio. La fibra exhibe unas mínimas pérdidas de alrededor de 0.2 dB/km alrededor de los $1,55\mu m$. Las pérdidas son bastante mayores en longitudes de onda bajas, alcanzando los varios dB/km en la región del visible. Sin embargo, hasta unas pérdidas de 10 dB/km corresponden a un valor de atenuación α de alrededor de los $0,2 \cdot 10^{-6} cm^{-1}$, lo cual es un valor considerablemente pequeño si se le compara con otros materiales.

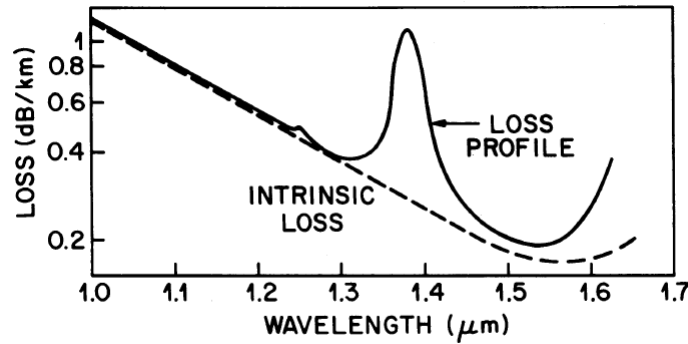


Figura 18: Espectro de pérdidas de una fibra de silicio mono-modo.[28]

7.2. Dispersión.

Atendiendo en [27] y [25], cuando una onda electromagnética es incidida sobre un medio como una fibra óptica, esta interactuará con los electrones confinados en el material de diferentes formas dependiendo de la frecuencia de la onda y, por tanto, se propagará con una velocidad que será dependiente de la longitud de onda. Es decir, a mayores longitudes de ondas se tiene un mayor tiempo de tránsito a través de la fibra comparado con el de las longitudes de onda cortas. Este efecto se conoce como dispersión cromática y esta ligado al índice de refracción, $n(\omega)$ contribuyendo en la conocida como *group velocity dispersion*(GVD).

Cuando un pulso óptico atraviesa una fibra, las diferentes componentes espectrales de este viajan con una velocidad de fase $c/n(\omega)$ diferente y una velocidad de grupo dada por $\frac{\partial \omega}{\partial k}$. Como consecuencia de esto y del GVD, la duración del pulso aumenta. Este efecto ocurre en cualquier medio óptico y por lo tanto tendrá que ser tenido en cuenta en las ecuaciones del modelo del láser. Dado que la primera derivada afecta únicamente la velocidad de propagación, el perfil del pulso será alterado por ordenes superiores.

De forma matemática, asumiendo que la dependencia frecuencial del factor de propagación $\beta(\omega)$ varia poco dentro del ancho de banda del pulso, este efecto se puede describir como serie de Taylor alrededor de una frecuencia central ω_0 de la siguiente forma:

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta(\omega_0) + \frac{\partial \beta}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (25)$$

donde la 1ª derivada es la velocidad de grupo y define la velocidad con la que el pulso se propaga. La 2ª derivada es el parámetro de GVD y opera como un ensanchamiento del pulso en tiempo. Además de estos términos existen otros de mayor orden que pueden ser incluidos, pero por lo general suelen ser muy pequeños en comparación con los de primer y segundo orden.

La dispersión dentro de la cavidad láser es debida generalmente por la combinación de diversos elementos del láser, típicamente la sección de fibra óptica y el medio de ganancia. A efectos del modelo final del láser, la expresión matemática de la dispersión que se tendrá en cuenta para un pulso que se propaga es la siguiente:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = - \sum_{m=1}^2 \frac{i^{m-1}}{2^{m-1}} \beta_m \frac{\partial^m E(z, t)}{\partial t^m} \quad (26)$$

siendo $E(z, t)$ la expresión del campo eléctrico.

En la práctica, la dispersión se mide mediante un coeficiente en términos de tiempo de retraso por unidad de longitud del material por unidad de longitud de onda (del orden de los ps/km·nm). El efecto de la dispersión es la de un ensanchamiento temporal del pulso óptico y la generación de un *chirp* en el dominio frecuencial. Este efecto de ensanchamiento es más significativo para pulsos de corta duración, como los que tratamos en nuestro láser, ya que tienen un espectro mayor.

7.3. Non-linear Schrödinger equation.

Aunando los efectos ya comentados se llega a la ecuación siguiente, muy parecida a la conocida como la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) ([27]), la cual describe la propagación de un pulso óptico en una fibra mono-modo.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2} E + i\gamma |E|^2 E \quad (27)$$

donde E es la amplitud del pulso y que se asume normalizada, de forma que $|E|^2$ es la potencia óptica del pulso. Esta ecuación se usará para modelar la propagación del pulso por el *splitter* y la fibra SMF-28 de salida del láser.

Realizando la transformación tal que $T = t - \beta_1 z$ (denominada ecuación en "el marco retardado") y se elimina la contribución del SPM dado que se está contabilizando en 23, se obtiene la ecuación 28.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2} E \quad (28)$$

El marco temporal de referencia se mueve con la velocidad de grupo, lo que permite implementar de forma más sencilla un programa para realizar simulaciones numéricas.

7.4. Ganancia.

La parte de ganancia del sistema la aporta una fibra dopada de erbio. El descubrimiento del erbio se le acredita a Carl G. Mosander a mediados del siglo 19, pero no fue hasta la década de los 30 que se consiguió aislar de forma pura. Posteriormente en los ochenta ya se desarrollaron los denominados *rare earth dopands*, como el Neodimio o el propio Er para el dopado de fibras.

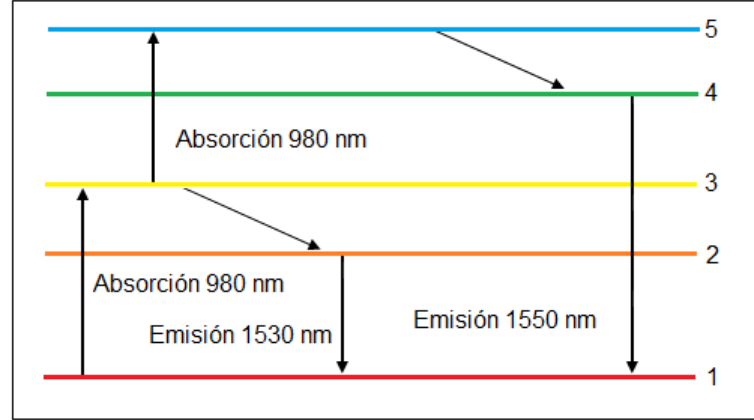


Figura 19: El diagrama simplificado de niveles de energía del Er.

El sistema atómico del erbio consta de tres niveles. El modelo utilizado en el trabajo es el mismo que se utiliza en [27]. El diagrama simplificado de niveles de energía puede verse en la figura 19 y las ecuaciones de estado son las siguientes:

$$\frac{dN_3}{dt} = P_{pump}N_1 - P_{32}N_3 - P_{35}N_3 \quad (29)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = P_{32}N_3 - P_{21}N_2 \quad (30)$$

Donde la P_{pump} es la probabilidad de transición por unidad de tiempo que contabiliza tanto la *cross-section* de absorción del material como de la intensidad de luz de entrada, es decir, que expresa tanto los electrones que son absorbidos por el nivel 3 como los generados en el nivel fundamental por el bombeo. El término P_{35} es el estado de absorción excitado y no afectará a la dinámica general del amplificador, con lo que se ajustará a cero. Desde el tercer estado, los electrones pueden decaer tanto al segundo estado con probabilidad P_{32} o al estado fundamental con probabilidad P_{31} . Se asume que la probabilidad de transición al segundo estado es mayor que a la del estado fundamental ($P_{32} \gg P_{31}$) y que tiene un tiempo de vida mayor comparado con estado tercero ($P_{21} \gg P_{32}$). Habitualmente se considera que el tiempo de vida del segundo estado es de unos 10 ms. La solución estacionaria al comportamiento dinámico de las ecuaciones anteriores corresponde con un estado de población constante en el tiempo y en el que se obtiene (siendo N_i la integral de la densidad de distribución de población del nivel i):

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{P_{pump}}{P_{21}} \left(1 - \frac{P_{31}}{P_{32}}\right) \quad (31)$$

Cuando $N_2 > N_1$, se produce la inversión de población, fenómeno necesario para la operación láser, y esta se produce cuando:

- La tasa de bombeo es suficientemente grande.
- El decaimiento entre el estado 3 y 2 es más rápido que cualquier otro decaimiento.
- El estado meta-estable, el segundo, esta sobre-ocupado.

Una vez se ha alcanzado la inversión de población, la fibra dopada con erbio ya puede amplificar la luz. Sin embargo existen algunos límites de cuanto puede ser amplificada la luz. Si se considera una onda de baja intensidad propagándose a lo largo de z con una ganancia proporcional a la inversión de población $\Delta N = N_1 - N_2$ y la intensidad de la onda, se obtendría que:

$$\frac{dE(z)}{dt} = -E(z) \cdot \Delta N \cdot \sigma_{21}(\omega) \quad (32)$$

donde $\sigma_{21}(\omega)$ es la *cross-section* de emisión de la transición entre los niveles 2 y 1. Además, siguiendo [27], se puede reescribir la ecuación 31 anterior con $\Delta N = N_1 - N_2$ y reemplazando las probabilidades por energías (debido a que únicamente están envueltas en ratios) de forma:

$$\Delta N \approx -N_2 \frac{1}{1 + \frac{E(z)}{E_{sat}}} \quad (33)$$

Finalmente, introduciendo la ecuación anterior a la ec. 32 con $g(\omega) = N_2 \sigma_{21}(\omega)$ se obtiene:

$$\frac{dE(z)}{dt} = \frac{E(z) \cdot g(\omega)}{1 + \frac{E(z)}{E_{sat}}} = \frac{E(z) \cdot g(\omega)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} \quad (34)$$

y por tanto la ganancia óptica queda expresada como:

$$G = \frac{g(\omega)}{1 + \frac{E(z)}{E_{sat}}} = \frac{g(\omega)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} \quad (35)$$

Donde la P_{sat} es la potencia de saturación, con un valor típico de unos 10 mW. Para la simulación se ha optado por determinar la potencia de saturación de la fibra de Er por medio de la fórmula:

$$P_{sat} = \frac{h \cdot \nu \cdot \pi \cdot r^2}{\sigma \cdot T_1} \quad (36)$$

Donde $h\nu$ (J) es la energía del fotón, la σ (m^2) es la *cross-section* de la emisión estimulada, T_1 (s) es el tiempo de vida del nivel superior de la transición láser y r (m) es el radio del núcleo de la fibra.

El perfil de la ganancia $g(\omega)$ es aproximado por muchos libros con una Lorentziana, pese a que este comportamiento no es del todo cierto observando una fibra dopada de erbio real. Debido a esto, lo que se ha hecho en el trabajo como principal novedad respecto a los trabajos de la bibliografía es aproximar el espectro $g(\omega)$ con el perfil del espectro de fluorescencia de una fibra de erbio real medido en el laboratorio. De esta forma se consigue una modelización de la ganancia mucho más veraz.

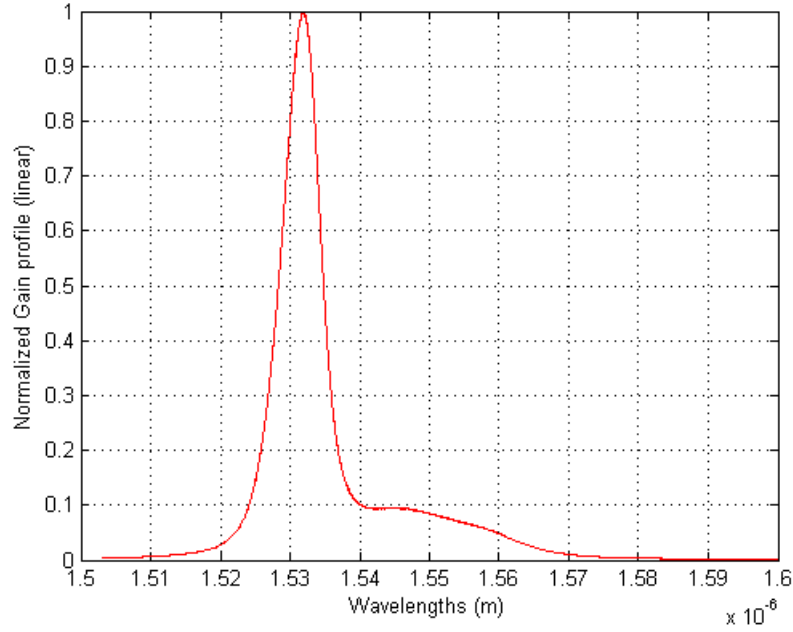


Figura 20: Perfil del espectro normalizado medido en el laboratorio.

7.5. Ruido.

El concepto de ruido está presente en cualquier sistema de amplificación. En nuestro caso, un sistema atómico afectado por la amplificación de la emisión espontánea (ASE). Los fotones emitidos de forma aleatoria por el decaimiento espontáneo son inicialmente despreciables comparados con la emisión estimulada debido al gran número de fotones de la señal. Sin embargo, a medida que la señal y el ruido inicial se propagan a lo largo de del medio con ganancia, la fibra dopada de Er, tanto la emisión estimulada como la espontánea son amplificadas. Cuanto mayor sea la ganancia, mayor será el ruido ASE.

En [29] se comenta que la relación señal ruido (SNR) a la salida del amplificador (considerando despreciable el ruido shot y una eficiencia cuántica del detector del 100 %) se puede expresar como:

$$SNR_{out} = \frac{\left(\frac{GP_{in}e}{h\nu}\right)^2}{\frac{2e^2GP_{in}}{h\nu}\Delta\nu + \frac{4e^2G(G-1)P_{in}n_{sp}\Delta\nu}{h\nu}} \quad (37)$$

Siendo e la carga electrónica, P_{in} la potencia de la señal de entrada y $\Delta\nu$ el ancho de banda. Para $G \gg 1$, el segundo término del denominador es el que domina, con lo que queda que se obtiene:

$$SNR_{out} \approx \frac{S_0}{4n_{sp}h\nu\Delta\nu} \quad (38)$$

El parámetro clave que muestra la degradación de la SNR en el amplificador y es usado para

caracterizar el ruido es el denominado como 'figura de ruido' (NF), que queda definido de forma:

$$NF = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \approx 2n_{sp} \quad (39)$$

Por otro lado, la densidad espectral de ruido asociada un modo en ancho de banda se expresa como:

$$Sase = h\nu n_{sp}(G(\nu) - 1) \approx h\nu n_{sp}G(\nu) \approx \frac{1}{2}NFh\nu G(\nu) \quad (40)$$

Siendo n_{sp} el factor de inversión de población, el cual expresa el grado de inversión de población definido como: $n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1}$. Por último, a partir de todo lo anterior se puede escribir la potencia de ruido como:

$$Pase = 2 \cdot Sase \cdot B_o \approx NFh\nu G(\nu)B_o \quad (41)$$

Mediante las fórmulas anteriores se podría caracterizar el ruido, pero para la realización de las simulaciones se ha optado por otra vía más realista. Primeramente lo que se ha hecho es medir a la salida el amplificador el espectro de señal cuando a la entrada había una señal nula (figura 21) y después se han ajustado los valores obtenidos para obtener una figura de ruido de unos 5dB tras una pasada por el amplificador por medio de la fórmula:

$$NF(dB) = P_{in}(dB) - SNR_{out}(dB) + 10\log(h\nu) + Gain(dB) \quad (42)$$

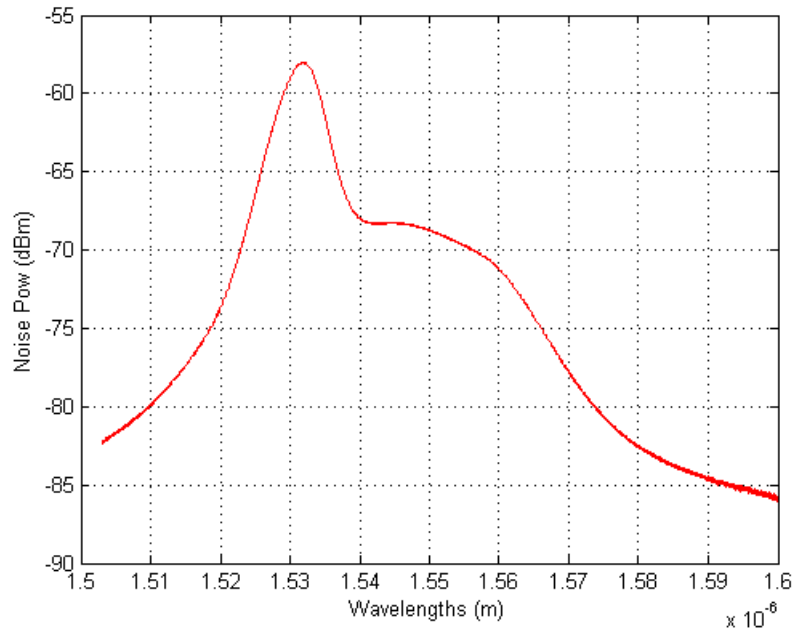


Figura 21: Espectro de ruido medido en el laboratorio.

7.6. Split-step fourier method.

El *Split-Step Fourier Method* (SSFM) según [31], es una técnica muy habitual escogida para resolver la NLSE debido a su sencillez de implementación y velocidad en comparación con otros métodos, como por ejemplo el método de diferencias finitas ejecutado en el dominio temporal. En realidad, el método utilizado para resolver la NLSE depende de lo que se quiera resolver en si, es decir, para propagación de pulsos en aplicaciones de telecomunicaciones (en donde son pulsos de, por ejemplo, duraciones de 100ps a través de 80km de fibra con dispersión y SPM) el SSFM funciona perfectamente. En cambio, esta técnica sería deficiente en comparación con el método de diferencias finitas para modelar *Fiber Bragg Gratings (FBG)* dado que hay contabilizar propagación *forward* y *backward* de la onda.

Atendiendo a [27], básicamente lo que hace el SSFM es un desacoplo de la denominada parte no lineal de la parte lineal de la ecuación, y si se aplica a la ecuación 28, produce los siguientes dos operadores:

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})E(z, t) \quad (43)$$

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (44)$$

$$\hat{N} = i\gamma|E|^2 + \frac{g(\omega)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} \quad (45)$$

Donde 44 correspondería a la parte lineal y 45 a la parte no lineal, respectivamente. En el método *Split-Step* de Fourier los efectos de dispersión, no linealidad y ganancia afectan de forma independiente sobre un paso pequeño de tamaño h , obteniéndose así una solución aproximada. En el trabajo se ha resuelto el efecto no lineal de γ sobre el EDFA de forma separada, con lo que ese factor se ha anulado en la resolución del *Split-Step Fourier Method*. La propagación a lo largo de la fibra de z a $z+h$ (si se consideran todos los efectos) se realiza mediante cuatro pasos:

- (i) Calcular la dispersión sobre medio *step* en el dominio frecuencial.

$$Y_1 = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(i\omega)\right)\mathcal{F}\{E((j-1)h, t)\} \quad (46)$$

- (ii) Calcular la no linealidad sobre en el *step* central en el dominio temporal.

$$Y_2 = \exp(h\hat{N})\mathcal{F}^{-1}\{Y_1\} \quad (47)$$

- (iii) Calcular la dispersión sobre medio *step* final en el dominio frecuencial.

$$Y_3 = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}(i\omega)\right)\mathcal{F}\{Y_2\} \quad (48)$$

- (iv) Aplicar el paso de ganancia y ruido.

$$E(jh, t) = \mathcal{F}^{-1}\{Y_3 \cdot \sqrt{G_{step}} + \sqrt{P_{ase}} \cdot (\text{randn}(1, l) + 1i \cdot \text{randn}(1, l))\} \quad (49)$$

- Siendo G_{step} el factor de ganancia correspondiente en un segmento de longitud h , $G_{step} = \exp\left(\frac{g(\omega)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} h\right)$.
- Pase es la potencia de ruido para un *step*, calculado (a partir de un perfil de ganancia experimental) como: $Perfil_{ASE} \cdot CoeficienteDivisor$, siendo el *CoeficienteDivisor* un coeficiente que ajusta las muestras del perfil de ruido de la fibra total a una muestra de ruido para una longitud h .

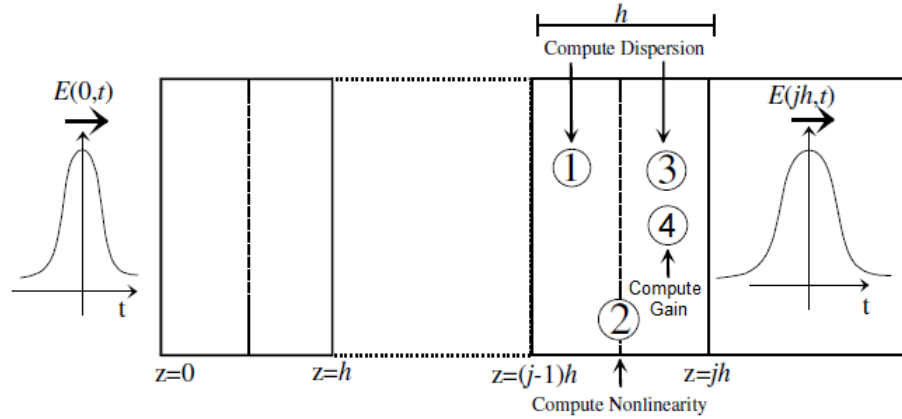


Figura 22: El pulso inicial $E(0,t)$ entra en la fibra de longitud L . La fibra se divide en L/h segmentos (*steps*) iguales de longitud h . El SSFM de una iteración con paso h empieza en $z=(j-1)h$ y acaba en $z=jh$. [31]

Tal y como se muestra en la figura 22, la fibra se divide en muchos segmentos pequeños e iguales y mediante los cuatro pasos descritos anteriormente el pulso se va propagando entre los segmentos. Esta manera de proceder es conocida como SSFM simétrico.

Cabe recalcar que en el modelo de trabajo se ha resuelto el efecto no lineal de γ del EDFA de forma separada, con lo que el paso (ii) se ha suprimido en la resolución. En cambio, se han aplicado los pasos (i) a (iii) para resolver la propagación del pulso de salida por el *splitter* y la SMF-28 de salida (ganancia=0).

Parte IV

Simulaciones numéricas.

Para estudiar la validez del modelo y los efectos que intervienen, como la ganancia o el de *Fast Saturation Absorber*, es necesario aplicar el modelo con valores numéricos. Para ello se ha escrito un programa en Matlab y se han realizado varias simulaciones. A continuación puede verse una *flow chart* del programa.

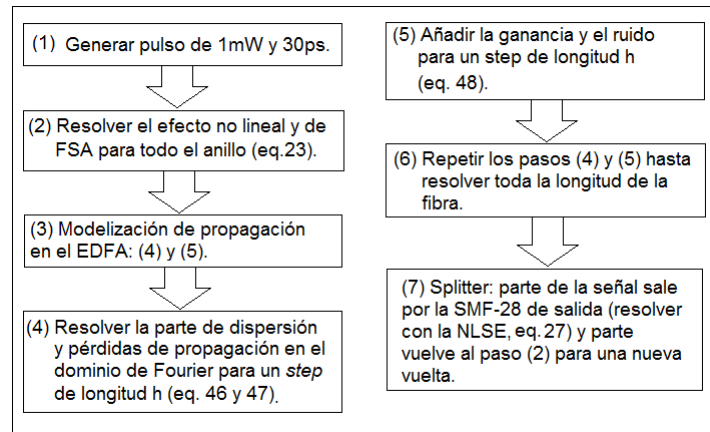


Figura 23: *Flow chart* del programa.

Para realizar las simulaciones se ha partido de un pulso que se propaga por el anillo, por tanto el primer paso es insertar un pequeño pulso láser. Posteriormente se lleva a cabo la propagación tanto por la fibra dopada de erbio, el splitter de 90/10 y la fibra SMF-28 de salida.

Los valores para los parámetros del programa, como el área eficaz de la fibra o las *cross section* de emisión, han sido escogidos de forma realista e intentando siempre partir de valores que podrías encontrar en productos que hay actualmente en el mercado. Los valores de algunos de ellos escogidos para las simulaciones son:

- Coeficiente de transmisión del *Isolator*, $\beta = 0,95$.
- Fibra de erbio:
 - 9 metros de longitud.
 - $\beta_2 = 23,51[ps^2/km]$.
 - Pérdidas de propagación, $\alpha = 0,02[dB/Km]$.
 - Radio del núcleo de la fibra $r=5e-6$ [m].
 - *Cross section* de emisión, $ro=2.5e-24$ [m^2].
 - Índice de refracción, $no=1.48$.
 - Tiempo de vida medio del *upper level* de la transición láser, $T1=8e-4$ [s].
 - Potencia de saturación, $P_{sat} = (h * \pi * f_0 * (r^2))/(ro * T1)$;
 - $\gamma = 0,003[W^{-1}m^{-1}]$

■ *Splitter* 90/10 y Fibra SMF-28:

- 50 centímetros de longitud.
- $\beta_2 = -22,75[ps^2/km]$.
- Pérdidas de propagación, $\alpha = 0,02[dB/Km]$.
- Índice de refracción, $n_0=1.46$.
- $\gamma = 0,002[W^{-1}m^{-1}]$

8. Operación láser estable.

8.1. Operación FSA.

Tal como se ha comentado previamente en el trabajo, la manipulación de las pérdidas se lleva a cabo mediante la acción combinada de la *nonlinear polarization rotation* y el polarizador, actuando ambos por tanto como *Fast Saturation Absorber*. Siguiendo lo que se argumenta en [24], en esta sección se estudiará un poco más su operación.

La expresión 23 se puede reescribir en forma de potencia de la forma siguiente:

$$I_{n+1}(t) = \beta^2 [\cos^2(pI_n + \alpha)\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) + \sin^2(pI_n + \alpha)\sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)]I_n \quad (50)$$

donde $I_n = \gamma L |f_n|^2$ y $p = B \sin(2\alpha_3)$. La relación de las pérdidas no lineales con la potencia del pulso es debida al término $(pI_n + \alpha)$. Este término interesa que sea dominante para que realmente se cumpla la operación de FSA. Cabe destacar que la relación anterior entre pérdidas y potencia del pulso puede desaparecer si $\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) = \sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)$, o lo que es lo mismo, si $\cos(2\alpha_1)\cos(2\alpha_3) = 0$. Esta condición se cumple tanto si $\alpha_1 = \pm\pi/4$ o $\alpha_3 = \pm\pi/4$, por lo que ambos ángulos no podrán ser elegidos. Dado unos ángulos, si se representa el factor $I_{n+1}(t)/I_n(t)$ de la ecuación 50 según la potencia del pulso de entrada se consigue una imagen como la que se muestra a continuación, en donde es apreciable el efecto anteriormente comentado para $\alpha_1 = \pi/4$.

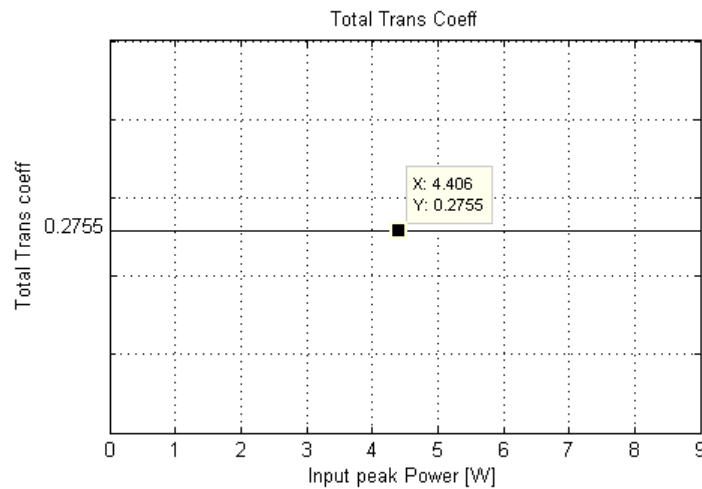


Figura 24: Se cumple que para $\alpha_1 = \pm\pi/4$ la transmisión es independiente del pulso de entrada.

Por otra parte, interesa maximizar el coeficiente de transmisión del FSA, es decir, la relación $I_{n+1}(t)/I_n(t)$, que se obtiene para

$$\cos^2(pI_n + \alpha)\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) + \sin^2(pI_n + \alpha)\sin^2(\alpha_1 + \alpha_3) = 1$$

Partiendo de que si $\cos^2(pI_n + \alpha) \neq 0$ y $\sin^2(pI_n + \alpha) \neq 0$, la máxima transmisión se obtiene cuando tanto $\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3)$ como $\sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)$ son iguales a uno. Lamentablemente, en este último caso la dependencia de las pérdidas no lineales con la potencia del pulso se desvanece, con lo cual es otro caso a evitar.

Para conseguir un mayor contraste con la dependencia entre la transmisión y la intensidad del pulso es necesario que tanto $\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3)$ o $\sin^2(\alpha_1 + \alpha_3)$ sean iguales a cero. Esto se cumple en los casos:

$$\alpha_1 + \alpha_3 = 0, \pm\pi,$$

$$f_{n+1}(t) = -\beta e^{i\gamma|f_n|^2 L} [\cos(pI_n + \alpha)\cos(\alpha_1 - \alpha_3)] f_n(t)$$

$$\alpha_1 - \alpha_3 = \pm\pi/2,$$

$$f_{n+1}(t) = -\beta e^{i\gamma|f_n|^2 L} [i\sin(pI_n + \alpha)\sin(\alpha_1 - \alpha_3)] f_n(t)$$

Propongamos un ejemplo, escojamos el caso $\alpha_1 + \alpha_3 = 0$ y asumiendo p positivo, es decir, que $0 < \alpha_3 < \pi/2$ o $-\pi < \alpha_3 < -\pi/2$. Para los rangos $-\pi/2 < pI_n + \alpha < 0$ y $\pi/2 < pI_n + \alpha < \pi$, la transmisión actúa como *feedback* positivo: los pulsos de mayor potencia producen las pérdidas más bajas (figura 25). En cambio en los rangos $0 < pI_n + \alpha < \pi/2$ y $-\pi < pI_n + \alpha < -\pi/2$, se produce todo lo contrario, la transmisión actúa como *feedback* negativo, por lo que las potencias más altas sufren las mayores pérdidas.

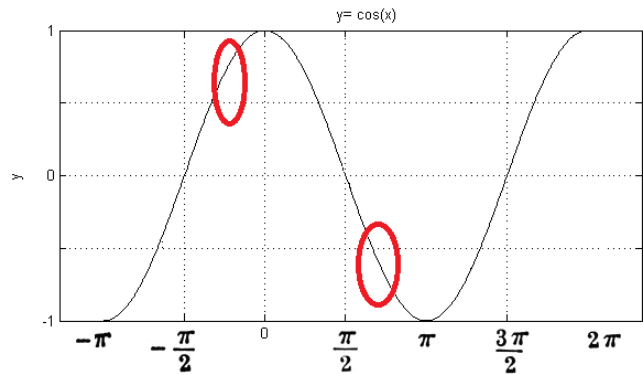


Figura 25: En las regiones marcadas, los pulsos con mayor potencia (la potencia del pulso esta relacionada con el valor de I_n) sufrirán las pérdidas más bajas.

En el caso de p negativo, estos resultados se invierten. Para que se consiga el efecto de FSA, y por tanto para conseguir el *mode-locking*, se requiere que exista *feedback* positivo.

Además de entender la relación entre las pérdidas y la potencia del pulso en el coeficiente de transmisión, interesa maximizar esta variación, y eso es lo que se estudia a continuación.

Para ello vamos a reescribir la expresión 50 para obtener el coeficiente de transmisión no lineal $\eta = I_{n+1}(t)/I_n(t)$ como:

$$\eta = \beta^2 [\cos^2(\alpha_1 - \alpha_3) - \cos(2\alpha_1)\cos(2\alpha_3)\sin^2(pI_n + \alpha)] \quad (51)$$

Una variación de la potencia del pulso $\delta I = I - I_0$ produce una variación en el coeficiente de transmisión tal que $\delta\eta = \eta'\delta I$, con:

$$\eta' = -\frac{1}{2}B\beta^2 \sin(4\alpha_3)\cos(2\alpha_1)\sin(2(pI_0 + \alpha)) \quad (52)$$

El coeficiente η' depende fundamentalmente de los ángulos de los *plates* y de la potencia I_0 . Cuando $\eta' < 0$ se produce *feedback* negativo, lo cual no nos interesa. Con $\eta' > 0$ se produce *feedback* positivo, necesario para el *passive mode-locking*. Fijando uno de los ángulos (por ejemplo $\alpha_3 = 0,2$) y representando el factor η' (expresión 52) se consiguen mapas, como el que se muestra a continuación, en donde las regiones rojas producen *feedback* positivo y las azules negativo.

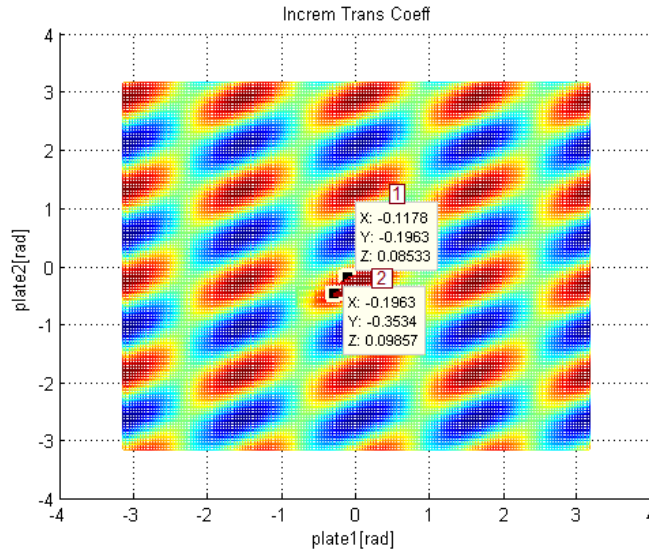


Figura 26: Las regiones rojas producen *feedback* positivo y las azules negativo. Para el caso escogido, $\alpha_1 = -0,1963$ rad y $\alpha_2 = -0,3534$ rad, el valor de $\eta' = 0,09857$ (Valor de Z). EL valor máximo de η' es 0.1, con lo que el valor de variación en el coeficiente de transmisión obtenido para esta pareja de ángulos es casi óptimo.

Partiendo de un mapa como el anterior se puede intentar optimizar la elección de los ángulos con tal de obtener tanto un coeficiente de transmisión como una variación con la intensidad altos, por ejemplo, fijando uno de los ángulos de los *plates* (por ejemplo $\alpha_3 = 0,2$), puede escogerse la pareja: $\alpha_1 = -0,1178$ rad / $\alpha_2 = -0,1963$ rad, el cual posee un coeficiente de variación de transmisión de 0.08533 y coeficiente de transmisión de 0.7249. En la siguiente figura puede observarse como a partiendo de la inserción de un pulso de 1mW, efectivamente utilizando el nuevo par de ángulos se obtiene un pulso final de mayor potencia de pico (más de 7.7 W respecto a los 4.37 W del pulso con de la pareja $\alpha_2 = -0,35$ rad, $\alpha_1 = -0,2$ rad).

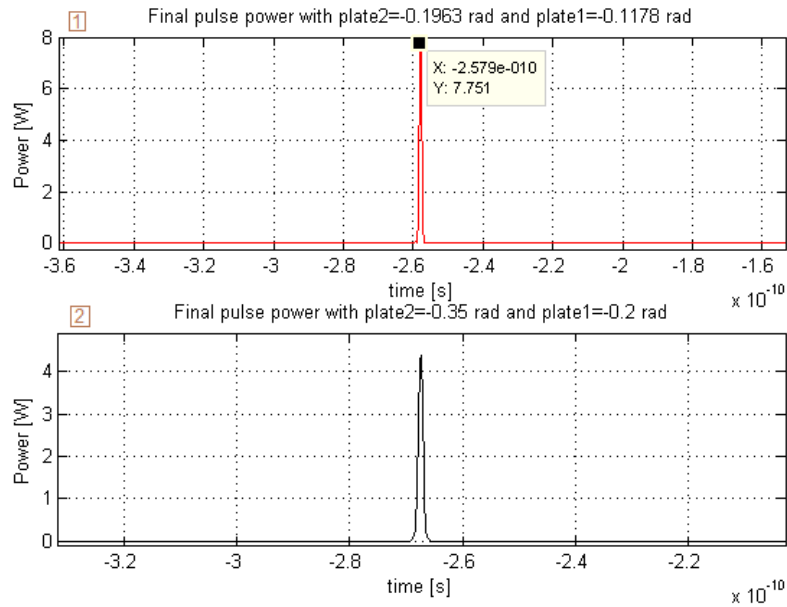


Figura 27: Módulo al cuadrado del pulso final tras 800 vueltas para parejas de ángulos de la figura 26.

8.2. Efecto de la dispersión.

Otro de los parámetros más importantes a tener en cuenta en el láser que determina como será el pulso final es la dispersión. Lo que se ha hecho en este apartado es realizar diversas simulaciones variando el valor del factor β_2 de la fibra dopada con Er con el objetivo de estudiar su repercusión final en el pulso. Para las simulaciones se ha escogido una ganancia del EDFA de 20 dB y la orientación de los ángulos siguiente: $\alpha_2 = -0,35$ rad, $\alpha_1 = -0,2$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad.

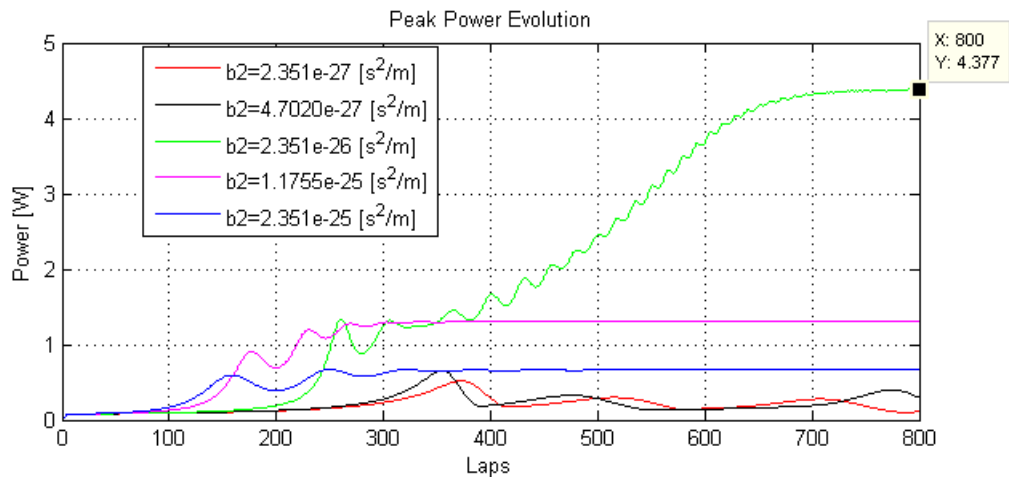


Figura 28: Evolución del módulo al cuadrado de la señal según el número de vuelta.

Estudiaremos el efecto de la variación de la dispersión en la fibra erbio. En esta fibra la dispersión es negativa, lo que conlleva valores positivos de β_2 ($Dispersion = \frac{-2\pi c \beta_2}{\lambda^2}$). Se puede observar en la imagen anterior, que con los valores de dispersión más altos se consiguen potencias

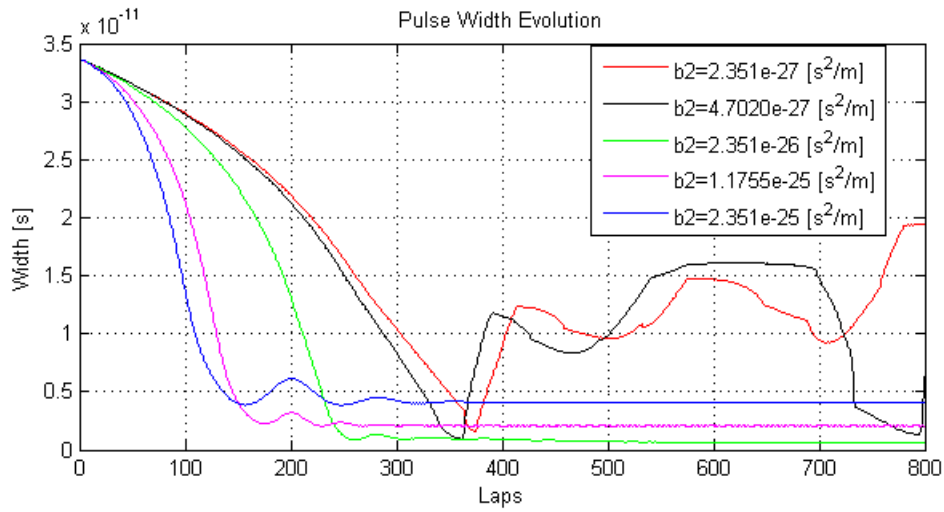


Figura 29: Evolución de la anchura temporal del pulso según el número de vuelta.

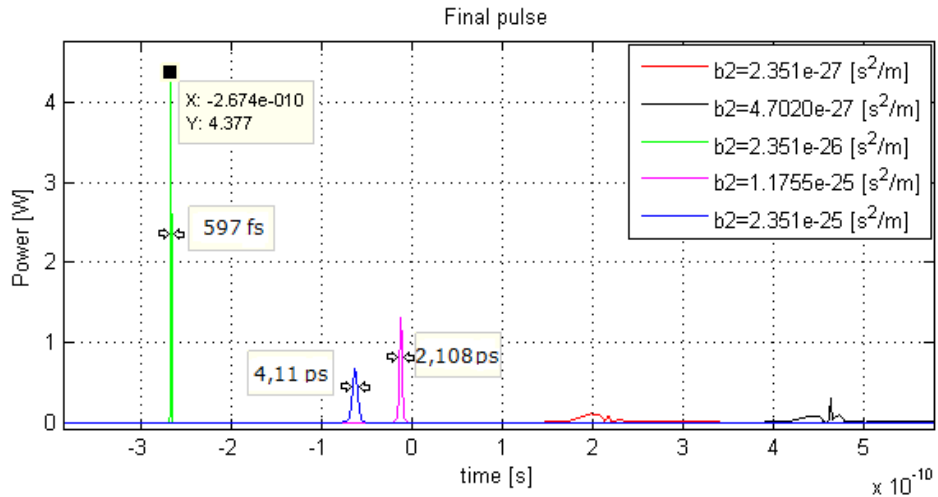


Figura 30: Módulo al cuadrado del pulso emitido según diferentes valores de dispersión.

de pico más altas, por tanto se transfiere la ganancia de forma más eficaz al pulso que se propaga, y de forma más rápida, es decir, en un número de vueltas inferior (figura 29). Atendiendo a la tabla 1 de resultados, el pulso de mayor potencia (4.380 W) y más estrecho (597 fs) se producen para $\beta_2 = 2,351 \cdot 10^{-26} [s^2/m]$.

Si se atiende a las figuras 30 y 31, se muestran las representaciones finales tras 800 vueltas de la potencia del pulso emitido tanto en tiempo como en frecuencia. Para los valores de dispersión más bajos se producen pulsos de baja potencia y en forma de *bursts* (figura 30). Además, obviamente los valores de dispersión mayores conllevan pulsos con espectros más anchos, comparando por ejemplo (figura 31) el espectro azul correspondiente a una $\beta_2 = 2,351 \cdot 10^{-25} [s^2/m]$ y el rojo (partido en varios, como un *burst*) $\beta_2 = 2,351 \cdot 10^{-27} [s^2/m]$.

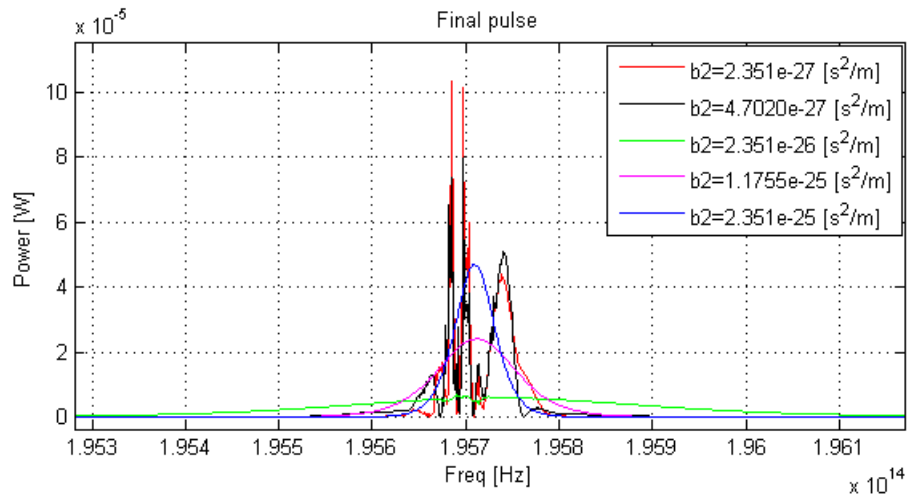


Figura 31: Módulo al cuadrado del pulso emitido en frecuencia según los valores de dispersión.

$\beta_2[s^2/m]$	Potencia de Pico [W]	Duración [Picoseg]
$2,351 \cdot 10^{-27}$	0,1067	19,46
$4,7020 \cdot 10^{-27}$	0,2961	7,553
$2,351 \cdot 10^{-26}$	4,380	0,597
$1,1755 \cdot 10^{-25}$	1,3040	2,108
$2,351 \cdot 10^{-25}$	0,6626	4,11

Cuadro 1: Tabla de valores de potencia de pico y duración del pulso tras 800 vueltas según el valor de dispersión.

8.3. Efecto de la ganancia

Uno de los parámetros más importantes a tener en cuenta en el láser que determina como será el pulso final es la ganancia. Tal como ya se ha especificado anteriormente en el trabajo, se ha escogido un factor de ganancia que se satura atendiendo a la potencia del pulso de la forma:

$$G = \frac{g(\omega)}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}}$$

Siendo $g(\omega)$ el perfil de ganancia que se ha determinado de forma experimental en el laboratorio (véase el apartado 7.4 sobre el modelo de ganancia).

Ganancia[dB]	Potencia de Pico [W]	Duración [Picoseg]
5	0,008	26,66
10	0,3322	1,862
15	0,9568	1,124
20	4,380	0,597
25	6,287	0,527

Cuadro 2: Tabla de valores de potencia de pico y duración del pulso tras 800 vueltas según el valor de ganancia.

Lo que se ha realizado en este apartado es hacer diversas simulaciones cambiando el valor del factor de ganancia con tal de estudiar su transcendencia en el pulso final. Para las simulaciones se ha escogido una orientación de los ángulos siguiente: $\alpha_2 = -0,35$ rad, $\alpha_1 = -0,2$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad.

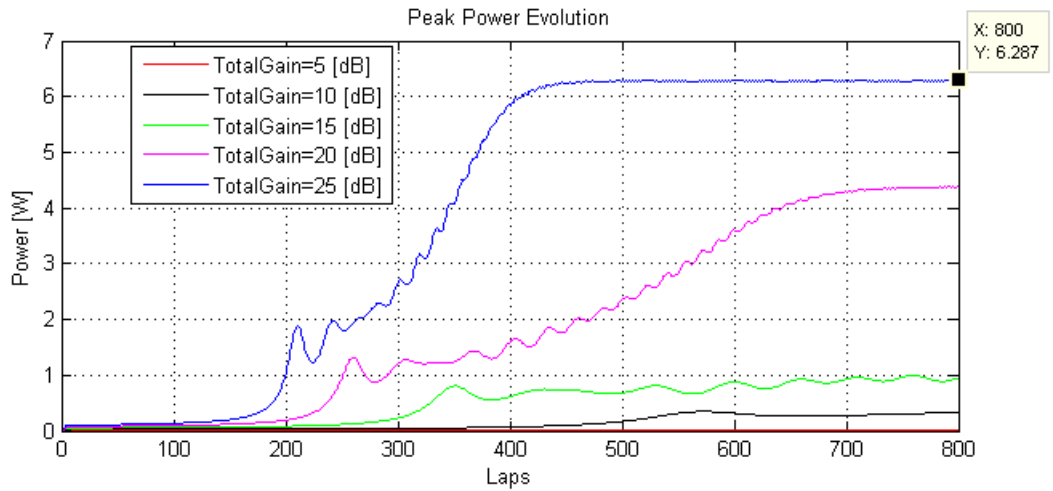


Figura 32: Evolución del módulo al cuadrado de la señal según el número de vuelta.

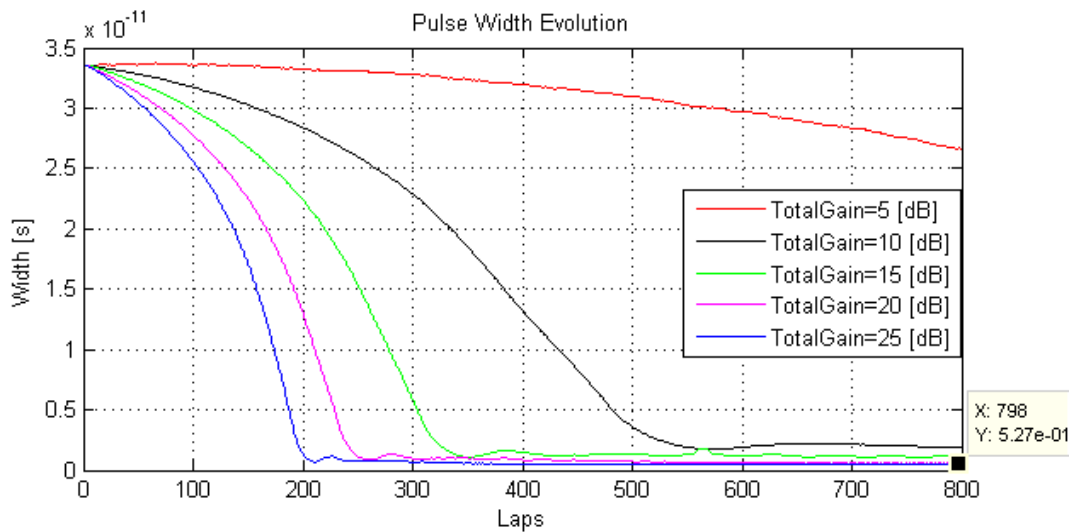


Figura 33: Evolución de la anchura temporal del pulso según la vuelta.

Observando las figuras 32 y 33, donde se han representado el módulo del pulso al cuadrado y su anchura temporal tras cada vuelta (y la tabla de resultados 2), queda claro que, como cabía esperar, cuanto mayor es el factor de ganancia, mayor potencia final alcanza el pulso láser (hasta 6.287 W). Además, los casos con ganancia más alta consiguen los pulsos más rápidos, consiguiendo el límite de los 527 fs para el caso de ganancia de 25 dB. Por otra parte, se puede ver como se alcanza el estado del pulso definitivo en un menor número de vueltas cuando mayor es la ganancia, por ejemplo, cuando la ganancia es de 25 dB, la potencia del pulso alcanza su valor máximo estable alrededor de las 450 vueltas y en cambio, cuando la ganancia es de 20 dB, esta situación se alcanza sobre las 700 vueltas aproximadamente.

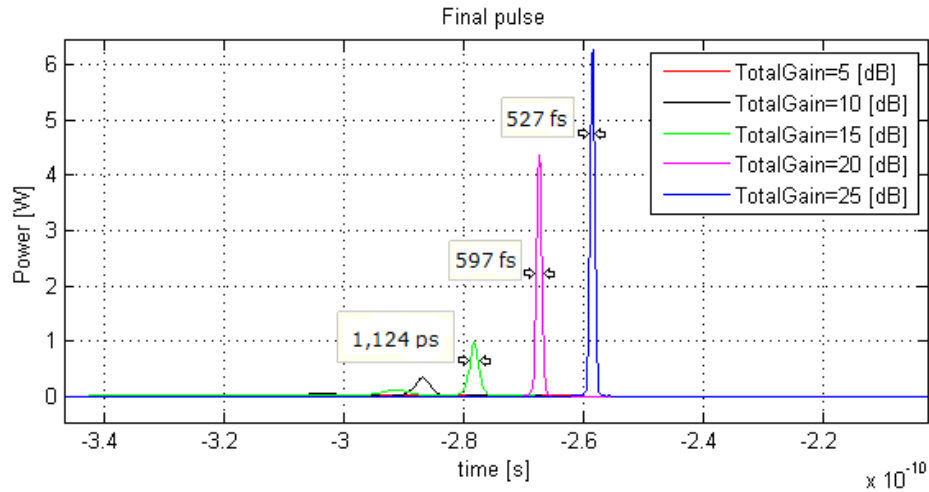


Figura 34: Módulo al cuadrado del pulso emitido según diferentes valores de ganancia.

Si se mira la gráfica de la potencia del pulso final emitido en tiempo, se ve claramente que tras 800 vueltas se consiguen pulsos individuales con una mayor potencia cuanto mayor sea el factor de ganancia (figura 34).

8.4. Efecto de la no linealidad.

Otro efecto a tener en cuenta en el láser que determina como será el pulso final es la no linealidad. Tal como ya se ha explicado anteriormente, produce un desplazamiento de fase no lineal sobre el pulso (*self-phase modulation*) y está inducido por el operador: $\exp(i\gamma|E|^2)$, siendo γ el coeficiente no lineal y $|E|^2$ la potencia del pulso (véase el apartado 6.2).

Lo que se ha hecho en este apartado es realizar diversas simulaciones variando el posible valor del factor γ con el propósito de estudiar su relación en el pulso láser final. Para las simulaciones se ha escogido una ganancia del EDFA de 20 dB y la orientación de los ángulos siguiente: $\alpha_2 = -0,35$ rad, $\alpha_1 = -0,2$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad.

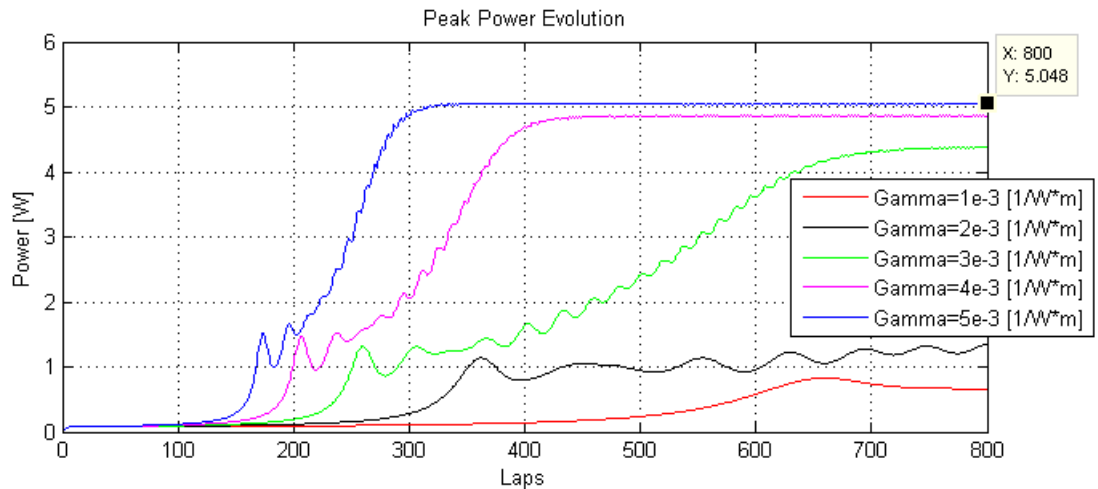


Figura 35: Evolución del módulo al cuadrado de la señal según el número de vuelta.

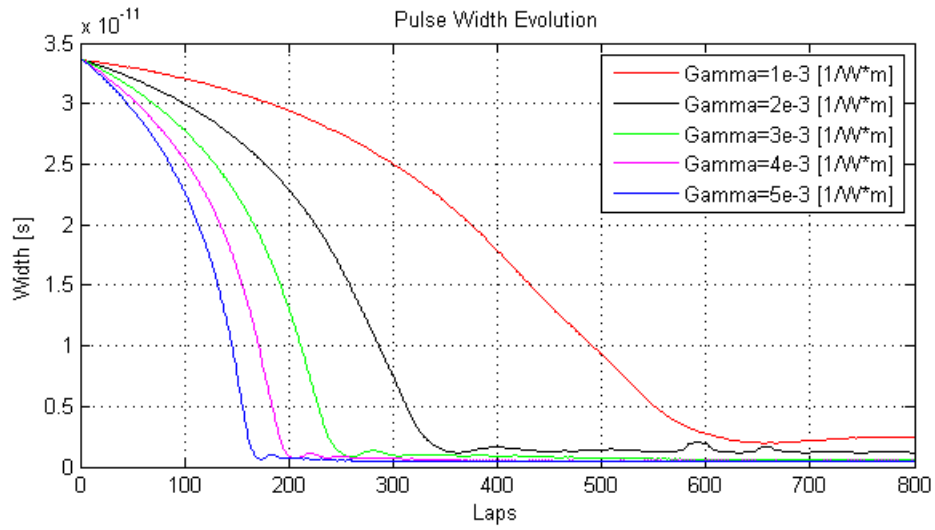


Figura 36: Evolución de la anchura temporal del pulso según el número de vuelta.

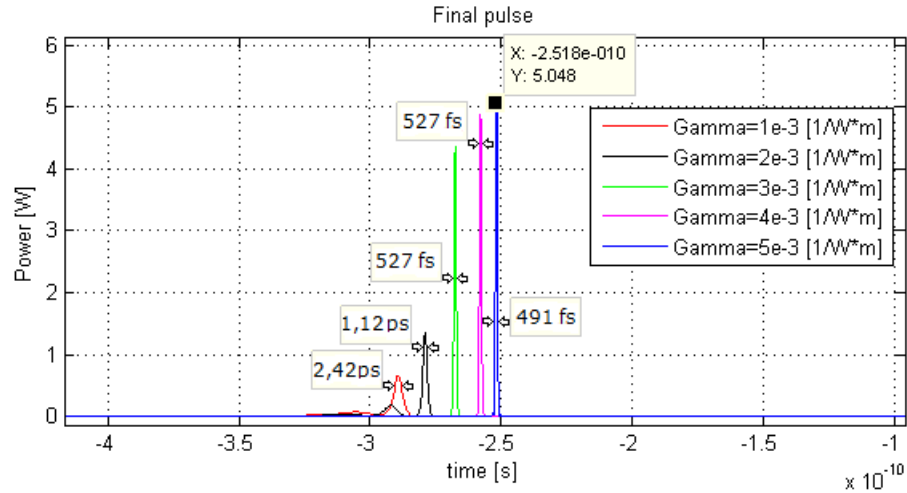


Figura 37: Módulo al cuadrado del pulso emitido según diferentes valores de γ .

Tal como se puede apreciar en las imágenes de simulaciones anteriores y en la tabla 3, con γ más alta se consiguen pulsos con potencia de pico más alta, con un máximo de 5.048 W para $\gamma = 5 \cdot 10^{-3} [1/W \cdot m]$, y se alcanza el estado del pulso definitivo en un menor número de vueltas (en unas 330 vueltas en el caso más rápido). Además, en los 3 casos con los valores de γ más altos, el pulso final tiende a conseguir casi los 500 fs, obteniéndose como límite 492 fs para $\gamma = 5 \cdot 10^{-3} [1/W \cdot m]$.

Fijando ahora la vista en la representación final tras 1000 vueltas de la potencia del pulso emitido en tiempo, tras 1000 vueltas se consiguen pulsos individuales con una mayor potencia cuanto mayor sea el factor de no linealidad (figura 37).

$\gamma [1/W \cdot m]$	Potencia de Pico [W]	Duración [Picoseg]
$1 \cdot 10^{-3}$	0,6621	2,424
$2 \cdot 10^{-3}$	1,354	1,124
$3 \cdot 10^{-3}$	4,371	0,527
$4 \cdot 10^{-3}$	4,865	0,527
$5 \cdot 10^{-3}$	5,048	0,491

Cuadro 3: Tabla de valores de potencia de pico y duración del pulso tras 800 vueltas según el valor de ganancia.

8.5. Efecto de la longitud.

Además de todo lo anterior, otra cuestión a considerar para establecer las características del láser es la longitud del EDFA. La fibra de erbio es el elemento que aporta el efecto de ganancia en la estructura láser, y su longitud interviene directamente en el pulso final que se emitirá dado que, por ejemplo, tanto el efecto de dispersión como de no linealidad de γ que sufrirá el pulso circulante en el anillo dependen de la longitud de la fibra.

En este apartado se han realizado diferentes simulaciones cambiando el posible valor de longitud de la fibra de Er con el objetivo de estudiar su repercusión final en el pulso. Para las simulaciones se ha escogido una ganancia del EDFA de 20 dB y la orientación de los ángulos siguiente: $\alpha_2 = -0,35$ rad, $\alpha_1 = -0,2$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad.

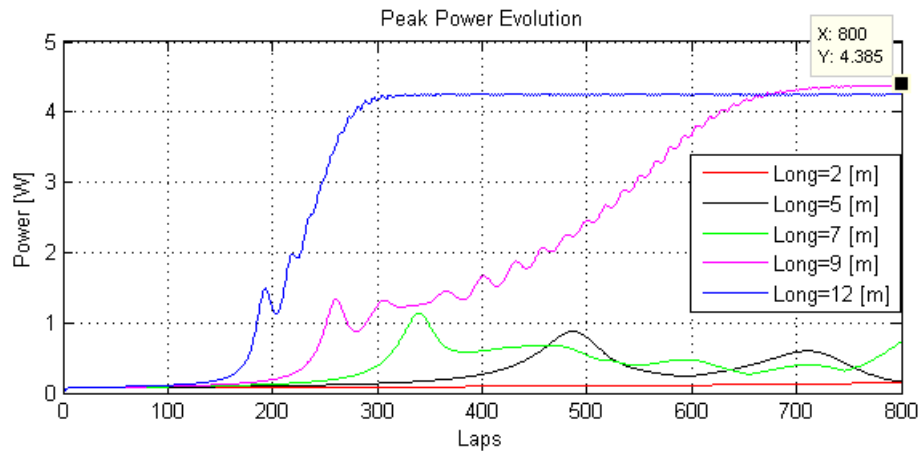


Figura 38: Evolución del módulo al cuadrado de la señal según el número de vuelta.

Se puede observar en las simulaciones de las figuras 38 y 39, donde se han representado el módulo del pulso al cuadrado y su anchura temporal tras cada vuelta, que se alcanza el estado del pulso definitivo en un menor número de vueltas cuando mayor es la longitud, por ejemplo, para 12 metros la potencia del pulso alcanza su valor máximo estable alrededor de las 330 vueltas, y en cambio cuando la longitud es de 9 metros, esta situación se más allá de las 700 vueltas. Se llega a alcanzar una potencia máxima de pico de 4.385 W tras 800 vueltas para 9 metros de longitud del EDFA (tabla de resultados 4), y los casos de longitud mayor consiguen los pulsos más rápidos, consiguiendo el límite de los 597 fs para el caso de 9 metros.

Longitud [m]	Potencia de Pico [W]	Duración [Picoseg]
2	0,148	15,67
5	0,1666	15,53
7	0,7279	1,37
9	4,385	0,597
12	4,243	0,632

Cuadro 4: Tabla de valores de potencia de pico y duración del pulso tras 800 vueltas según el valor de ganancia.

Si se miran las gráficas siguientes de la potencia del pulso final emitido en tiempo, se ve claramente que tras 800 vueltas se consiguen pulsos *burst* para longitudes menores de 9 metros (figuras 40 y 41), lo cual indica que para conseguir emisión limpia se necesitan longitudes de fibra grandes.

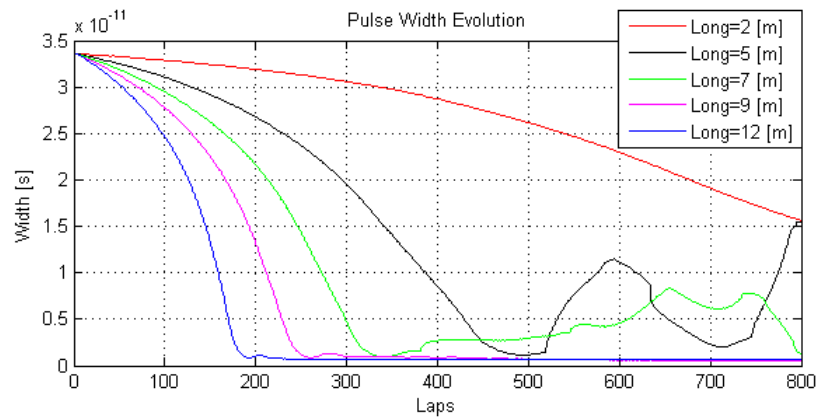


Figura 39: Evolución de la anchura temporal del pulso según el número de vuelta.

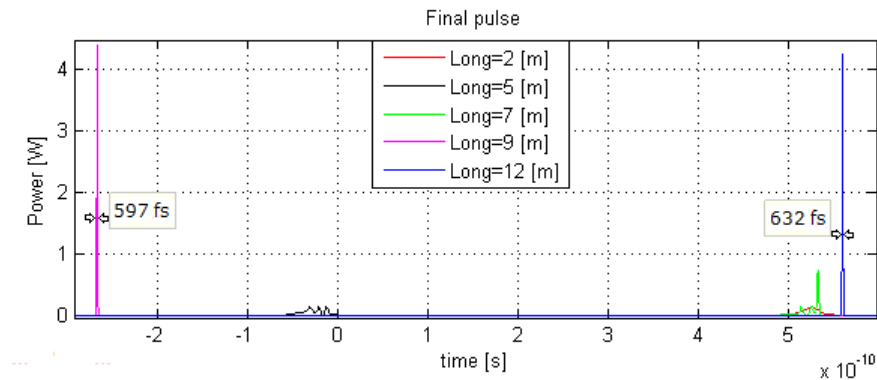


Figura 40: Módulo al cuadrado del pulso emitido según diferentes valores de longitud.

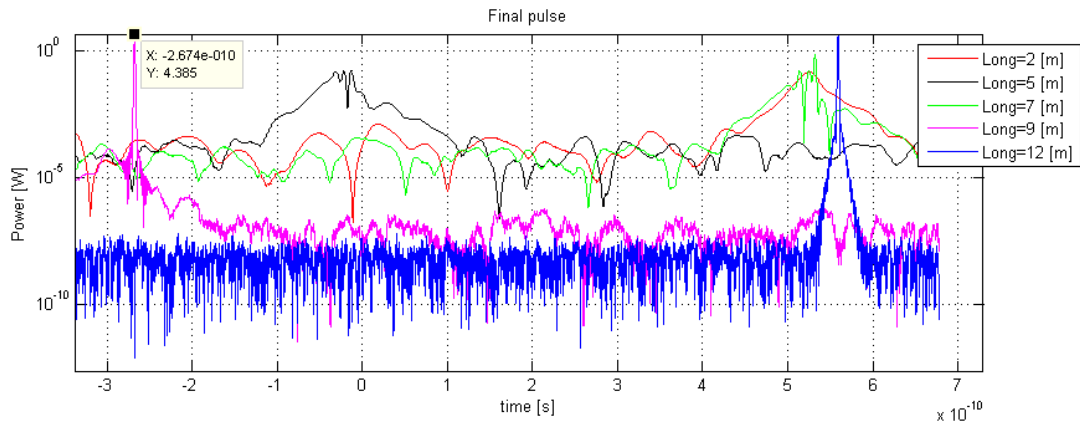


Figura 41: Módulo al cuadrado del pulso emitido según diferentes valores de longitud en escala logarítmica.

8.6. Salida óptima.

Tras estudiar los diferentes efectos por separado y realizar múltiples simulaciones se ha llegado a que la solución en la cual el pulso presenta las mejores características en cuanto a mayor potencia de pico y menor duración se consigue parametrizando las variables con los siguientes valores:

- Coeficiente de transmisión del *Isolator*, $\beta = 0,95$.
- Orientación de los ángulos siguiente: $\alpha_1 = -0,1178$ rad, $\alpha_2 = -0,1963$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad
- Fibra de erbio:
 - 9 metros de longitud.
 - $\beta_2 = 23,51[ps^2/km]$.
 - Pérdidas de propagación, $\alpha = 0,02[dB/Km]$.
 - Radio del núcleo de la fibra $r=5e-6$ [m].
 - *Cross section* de emisión, $ro=2.5e-24$ [m²].
 - Índice de refracción, $no=1.48$.
 - Tiempo de vida medio del *upper level* de la transición láser, $T1=8e-4$ [s].
 - Potencia de saturación, $P_{sat} = (h * \pi * f_0 * (r^2))/(ro * T1)$;
 - $\gamma = 0,003[W^{-1}m^{-1}]$
 - Ganancia de 25 dB.
- *Splitter*: 90/10 y Fibra SMF-28:
 - 50 centímetros de longitud.
 - $\beta_2 = -22,75[ps^2/km]$.
 - Pérdidas de propagación, $\alpha = 0,02[dB/Km]$.
 - Índice de refracción, $no=1.46$.
 - $\gamma = 0,002[W^{-1}m^{-1}]$

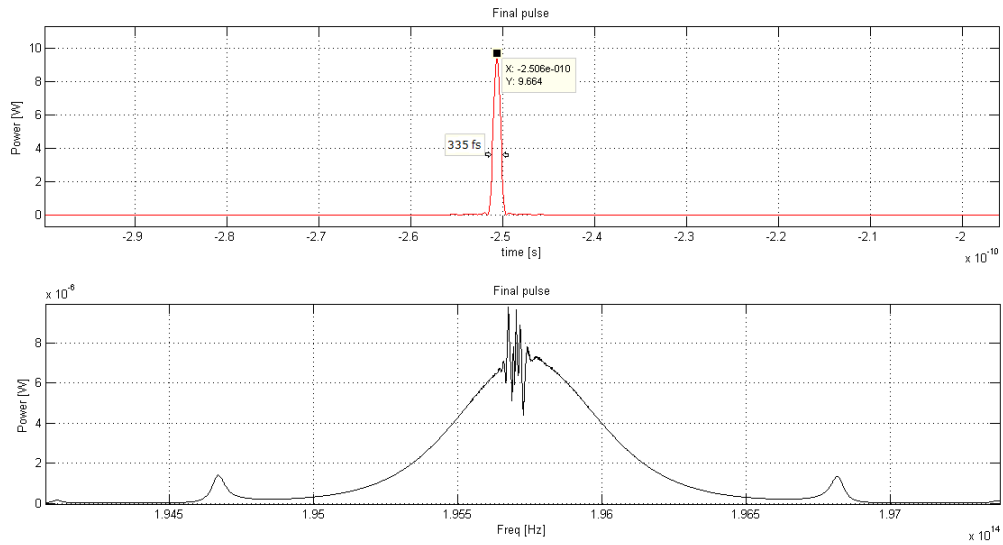


Figura 42: Módulo al cuadrado del pulso final emitido con las mejores características de potencia y duración conseguidas.

El pulso final emitido tras 800 vueltas (figura 42) posee una potencia de pico de 9,664 W y una duración de 335 fs, es decir un pulso muy energético y de muy corta duración, el cual cumple los requerimientos establecidos como objetivo del proyecto.

9. Operación láser con modelo exacto.

Tal y como se ha dicho a lo largo del trabajo, el modelo que propuesto utiliza una aproximación (ya utilizada previamente en el trabajo *Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers*, [24]) con el objetivo de reducir de forma considerable el tiempo de ejecución del programa que simula la operación del láser. Para grandes potencias de pico, los efectos no lineales son tan potentes en comparación con los efectos de amplificación y GVD en una vuelta de propagación por el anillo, que estos pueden ser despreciables en una primera aproximación. Estos se tendrán en cuenta posteriormente como una perturbación que actúa principalmente cuando el número de vueltas es grandes. Con tal de comprobar la validez de esta aproximación, se ha realizado el programa del modelo exacto sin la aproximación, incluyendo cada dispositivo del láser y los efectos que intervendrían en la propagación del pulso láser a lo largo del anillo.

Al igual que antes, la luz que pasa tras el aislador-polarizador tiene polarización lineal. Posteriormente pasa por el *quarter wave plate 3* que transforma su polarización elíptica. Después la luz atravesará el EDFA en donde sufrirá una rotación de la polarización debida al efecto Kerr, además de los efectos de ganancia, incursión de ruido, GVD y pérdidas lineales de propagación. A posteriori, el pulso pasará por los *quarter wave plates 2* y *1* respectivamente y por el aislador-polarizador. Finalmente, la luz se propagará por el *splitter* el cual dejará que el 90 % de la luz vuelva a a realizar otra vuelta por el anillo y el resto se emita por 50 cm de fibra SMF-28 (en donde a lo largo de la propagación el pulso sufrirá los efectos de GVD, Kerr y de pérdidas lineales de propagación) hacia la salida.

Para la resolución de este modelo se ha operado de forma muy similar al modelo anterior. Para llevar a cabo la propagación en el EDFA se ha utilizado el SSFM sobre la ecuación no lineal de Schrödinger acoplada (CNLSE, véase las ecuaciones 6.1.11 y 6.1.12 del [28]), la cual opera con los efectos de dispersión, no-linealidad y pérdidas lineales (y además en nuestro caso con ganancia y ruido) aplicadas para cada polarización. En la fibra mono-modo de salida se ha utilizado la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, véase ecuación 27). Los *phase plates* son tratados por medio de las matrices de Jones (véase el punto 6.3). El conjunto de todas operaciones vuelta tras vuelta conlleva un tiempo de computación alto (de varias horas), sobre todo si se compara con la simulación mediante el modelo con aproximación. La figura 43 muestra un diagrama clarificador con los efectos modelados en cada parte del láser.

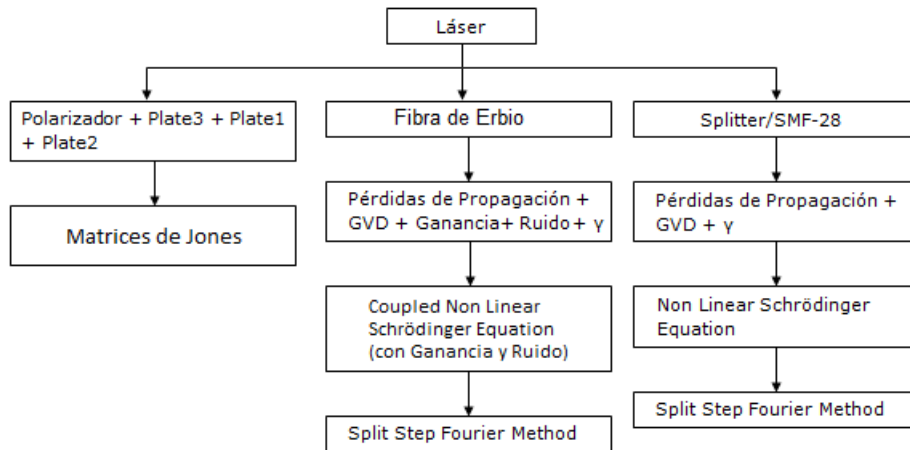


Figura 43: Diagrama de bloques del modelo completo.

Escogiendo un caso simulado con ambos modelos se podrá realizar una comparación. Partamos por ejemplo del caso de la sección anterior (sección 8.6), lo que se obtendría como resultado en el nuevo modelo tras 800 vueltas se puede ver a continuación.

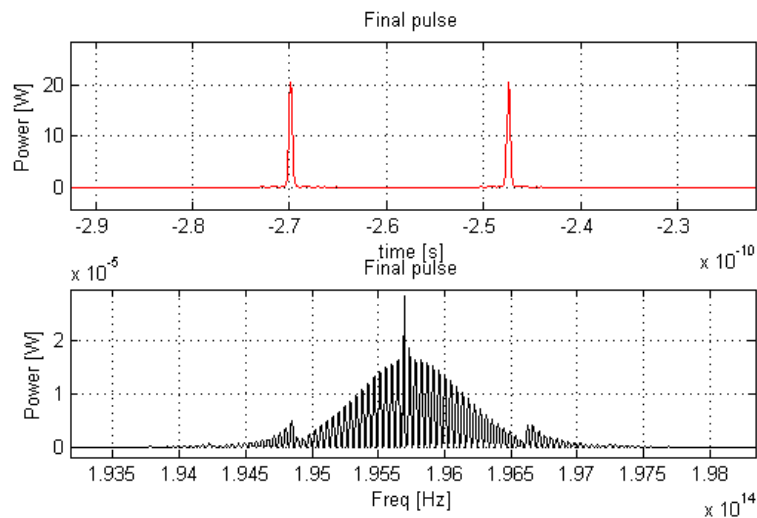


Figura 44: Módulo al cuadrado del pulso final emitido en tiempo y frecuencia con el nuevo modelo.

Comparando las figuras 42 y 44 que corresponden a los pulsos con el modelo con y sin aproximación respectivamente, es obvio que hay alguna diferencia. A priori uno podría esperar que los resultados fuesen iguales, pero este cambio entre ellos esta dentro de lo esperado y queda claro que la concepción de la no-linealidad separada del resto de efectos no es una solución perfecta, es una mera aproximación. En ambos modelos se ve como el pulso sufre un aumento de potencia y acortamiento temporal, llegando incluso a dividirse en el modelo sin aproximación y, a diferencia del caso aproximado, creándose nuevos pulsos más potentes y estrechos, consiguiéndose así un régimen que se conoce como de "multipulso".

La gran ventaja de trabajar primero con el modelo aproximado es que todo el estudio que realices con él te sirve de guía aplicable para trabajar con el modelo exacto. De esta forma, todo el estudio de los ángulos de los *phase plates* hecho previamente puede utilizarse como base para orientar como trabajar con el modelo exacto. Por ejemplo, si se simulan en el nuevo modelo dos casos (figura 45) de diferentes conjuntos de ángulos de las regiones con *positive* ($\alpha_1 = -0,1178$ rad, $\alpha_2 = -0,1963$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad, número 1) y *negative feedback* ($\alpha_1 = \pi/4$ rad, $\alpha_2 = \pi/4$ rad y $\alpha_3 = 0,2$ rad, número 2) del modelo con aproximación (véase el punto 8.1), el efecto en 300 vueltas con una ganancia pequeña (5dB) para ver el efecto de los *plates*, es el siguiente:

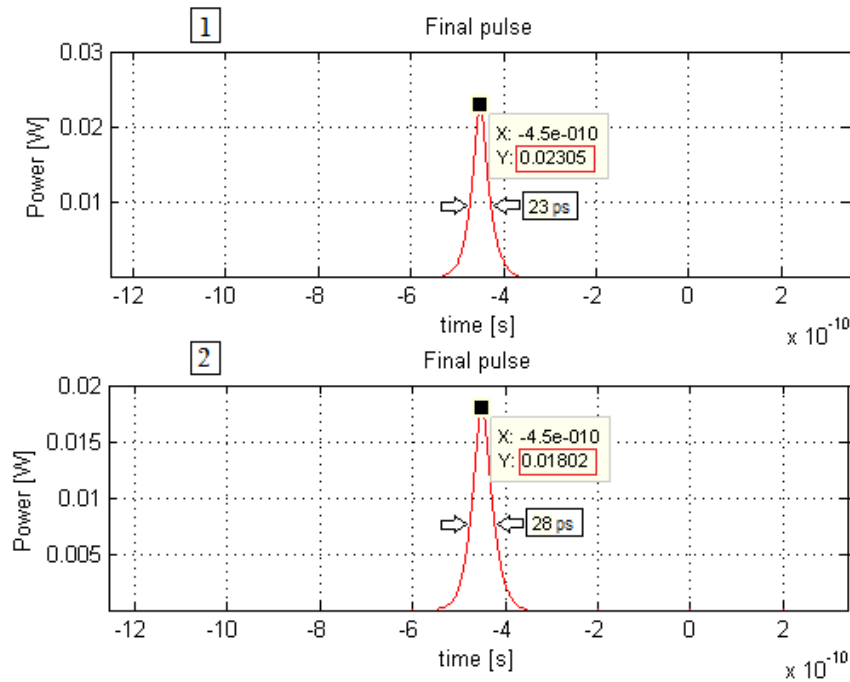


Figura 45: Módulo al cuadrado del pulso final emitido en tiempo para ángulos previstos en *positive feedback* y *negative feedback* con el modelo exacto.

Como se puede ver (pese a que quede un poco enmascarado por el efecto de la ganancia), con los ángulos previstos en *positive feedback* se tienen pulsos más potentes y de menor duración que en la región de *negative feedback*.

Parte V

Conclusiones.

A lo largo de la realización del proyecto se han ido llegando a diversas conclusiones sobre los láseres de fibra y su diseño.

En el capítulo 2, en donde se recoge una descripción teórica sobre los láseres *mode-locked*, queda claro que las técnicas pasivas basadas en las no-linealidades de *Self-Phase Modulation* y *Self-Amplitude Modulation* son una buena técnica de diseño, y en concreto el *Polarization Additive Pulse Mode-Locking* basado en la rotación de la polarización, se muestra como un método muy interesante para conseguir pulsos ultra-rápidos, dada su simpleza y posibilidad de *self-starting*, y por eso se procedió a escoger esta técnica para el modelo del láser.

El capítulo 3 contiene toda la expresión matemática del modelo del láser, aunando los diversos efectos que aparecen e incorporando un perfil de ganancia medido experimentalmente como principal novedad sobre los trabajos recogidos en la bibliografía.

En el capítulo 4 se muestran las diversas simulaciones del modelo propuesto y el estudio sobre el efecto de diversos parámetros del láser. Primero se constata como la selección de los ángulos de los *phase plates* es una elección clave dado que algunos hacen que los pulsos que se propagan por el sistema desaparezcan vuelta a vuelta, algunos hacen que el pulso final emitido alcance mayor potencia y otros hacen que la dependencia de la potencia del pulso con del coeficiente de transmisión se anule. Posteriormente se ve como los valores de dispersión de la fibra de Erblio, ganancia y coeficiente no lineal intervienen en el pulso final emitido, y en los casos mostrados, los valores de dispersión, ganancia y coeficiente γ más altos son los que producen los pulsos más potentes y cortos. También se concluye que la longitud de la fibra de Erblio es un parámetro clave, ya que para longitudes inferiores a 9 metros los pulsos emitidos no son pulsos limpios, son lo que se conoce como *bursts*, por lo que se deduce que cavidades largas son necesarias para conseguir la emisión láser.

En este último capítulo también se muestra una comparación de un caso simulado con el modelo propuesto con y sin aproximación. Se observa que existen diferencias entre ambos, pero este cambio esta dentro de lo esperado y es debido a la aproximación inicial de la no-linealidad separada del resto de efectos. En ambos modelos se ve como el pulso sufre un aumento de potencia y acortamiento temporal, llegando incluso a dividirse y a la creación de nuevos pulsos, consiguiéndose así un régimen que se conoce como de "multipulso".

El proyecto realizado representa en si una herramienta muy valiosa como un primer paso para la experimentación con láseres *mode-locked*. Durante el desarrollo del proyecto se ha consultado multitud de bibliografía sobre el tema, por lo que el trabajo recoge una información teórica sobre láseres muy interesante para aquellos que tienen un primer contacto con el tema. Además, presenta un modelo básico el cual puede ser muy valioso para la realización de un futuro prototipo físico. También existen otros aspectos del modelo que se pueden seguir investigando para hacerlo más completo como, la incorporación de nuevos efectos como el *Kerr lensing* o el efecto Raman, o cambiar el estilo del modelo de ganancia, considerando por ejemplo un modelo de EDFA que considere más niveles de energía. Otra línea de investigación futura a partir del modelo de láser propuesto sería la de, mediante la inclusión de un etalon, conseguir que el espectro del láser sea un peine de frecuencias, lo cual sería muy interesante para el campo de las comunicaciones ópticas.

Bibliografía

- [1] [HTTP://WWW.IML.ES/HITOS-DEL-LASER.HTM](http://WWW.IML.ES/HITOS-DEL-LASER.HTM)
- [2] CASARES, LAURA, *Hydraulic fracture during epithelial stretching*, Nature materials, 2015, vol. 14, no. 3, p. 343-351.
- [3] BRUGUÉS, AGUSTÍ, *Forces driving epithelial wound healing*, Nature Physics, 2014.
- [4] FINE, A., *Confocal Microscopy: Principles and Practice*, Cold Spring Harbor Protocols, 2007(10), pdb-top22.
- [5] MASTERS BR, PETER T. C. SO, *Confocal microscopy and multi-photon excitation microscopy of human skin in vivo*, OPTICS EXPRESS, 1 Ene 2001.
- [6] http://www.medic.ula.ve/histologia/anexos/microscopweb/MONOWEB/capitulo6_7.htm
- [7] MASSIG, J. H., *Real-time confocal laser scan microscope for examination and diagnosis of the eye in vivo*, Applied optics, 1994, vol. 33, no 4, p. 690-694.
- [8] MASTERS BR, THAER AA, *Real-time scanning slit confocal microscopy of the in vivo human cornea*, Applied Optics, 1 Feb 1994.
- [9] YU CHEN et al. *Recent advances in two-photon imaging: technology developments and biomedical applications*, Chinese Optics Letters, 2013, vol. 11, no 1, p. 011703.
- [10] C. XU AND F. W. WISE *Recent advances in fiber lasers for nonlinear microscopy*, Nature photonics, 2013, vol. 7, no 11, p. 875-882.
- [11] <http://www.taringa.net/posts/imagenes/14952407/Ese-mundo-pequeno.html>
- [12] L. MOREAUX, O. SANDRE, AND J. MERTZ, *Membrane imaging by second-harmonic generation microscopy*, J. Opt. Soc. Am. B 17, 1685-1694 (2000).
- [13] GUILLERMO ALEJANDRO HERNANDEZ MENDOZA, *Desarrollo de un microscopio multifotónico para la captación de fluorescencia y segundos armónicos para estudios biológicos*, Universidad Nacional Autónoma de México.
- [14] JI-XIN CHENG, LEWIS D. BOOK, AND X. SUNNEY XIE, *Polarization coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy*, Opt. Lett. 26, 1 Sep 2001.
- [15] FAKE LU, WEI ZHENG, COLIN SHEPPARD, AND ZHIWEI HUANG, *Interferometric polarization coherent anti-Stokes Raman scattering (IP-CARS) microscopy*, Opt. Lett. 33, 602-604 (2008).
- [16] ALBERT B. HARVEY, *Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy*, Analytical Chemistry, Vol. 50, NO. 9, Ago 1978.
- [17] <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/techniques/microscopylasers.html>
- [18] L.E. NELSON, D.J. JONES, K. TAMURA, H.A. HAUS, E.P. IPPEN, *Ultrashort-pulse fiber ring lasers*, Appl. Phys. B 65, 277-294 (1997).
- [19] LUIS FELIPE GERLEIN REYES *The building an characterization of a stretched-pulse additive pulse mode-locking fiber ring laser with 2 modes of operation and an amplification stage*, University of Delaware.

-
- [20] E. P. IPPEN, *Principles of Passive Mode Locking*, Appl. Phys. B 58, 159-170 (1994).
- [21] https://www.rp-photonics.com/saturable_absorbers.html
- [22] http://www.rp-photonics.com/passive_mode_locking.html
- [23] OLEG OKHOTNIKOV, *Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications*, New J. Phys. 6 177, 2004.
- [24] KOMAROV, ANDREY AND LEBLOND, HERVÉ AND SANCHEZ, FRANÇOIS, *Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers*, Phys. Rev. A 71 5, 2005.
- [25] CHIEN-JEN CHEN *Theoretical study of passively modelocked lasers with fast saturable absorbers*, Ph.D. dissertation (Department of Electrical Engineering, University of Maryland, College Park, Md., 1993).
- [26] http://www.rp-photonics.com/kerr_effect.html
- [27] TIIHONEN, MIKAEL. *Stretched Pulse Generation in Erbium-doped Fibre Ring Laser*. 2002. Tesis Doctoral. Master thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm.
- [28] AGRAWAL, GOVIND P. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [29] QIAN, LI. *Experiment on erbium-doped fiber amplifiers*. Advanced Labs for Special Topics in Photonics (ECE 1640H), University of Toronto, 1998, p. 1-36.
- [30] PETROV, D. V.; GOMES, A. S. L.; DE ARAÚJO, CÍD B, *Reflection Z scan technique for measurements of optical properties of surfaces*, Applied physics letters, 1994, vol. 65, no 9, p. 1067-1069.
- [31] B. WASHBURN www.phys.ksu.edu/personal/washburn/pdf/washburn_thesis_chapter4.pdf